www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 22, 1960, no. 6 blz. 193-228 Verschenen 15 oktober 1960

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

FYSISCH ONDERZOEK BIJ LAGE TEMPERATUUR

I. INLEIDING

door J. VOLGER.

576.48

Bij het lezen van de woorden „lage temperatuur" gaan veler gedachten naar het natuurkundig laboratorium van de Leidse Universiteit — lange tijd het „koudste punt" ter wereld — en herinnert men zich dat daar in het eerste decennium van deze eeuw het laatste „permanente gas", het helium, door Kamerlingh Onnes vloeibaar werd gemaakt. Reeds destijds interesseerde men zich echter niet uitsluitend voor de thermodynamische eigenschappen van de moeilijk condenseerbare gassen, maar geschiedde er ook reeds onderzoek naar de eigenschappen van vaste stoffen in het nieuw ontsloten temperatuurgebied. In het kader van een dergelijk onderzoek naar het elektrische geleidingsvermogen van zuivere metalen werd b.v. de supergeleiding ontdekt. Het is een der verdiensten van Kamerlingh Onnes — wiens naam het laboratorium thans draagt — dat hij regelmatig onderzoek in het gebied der lage temperaturen heeft mogelijk gemaakt door ervoor te zorgen dat de liquefactie van de moeilijk condenseerbare gassen (inclusief helium) een der vaste technische voorzieningen van het laboratorium werd. Een dergelijke laboratorium-organisatie was destijds vrijwel uniek in de wereld.

Inmiddels heeft het onderzoek van de vaste stof zich zeer uitgebreid en verricht men bij lage temperatuur onderzoek omtrent de meest uiteenlopende eigenschappen. De schrijver heeft uit dit gebied een aantal grepen gedaan die de lezer gepresenteerd zullen worden in de vorm van drie artikelen. Enige van deze grepen betreffen werk dat verricht werd in het Philipslaboratorium te Eindhoven. Bij ieder onderwerp dat ter sprake komt, is er in de eerste plaats naar gestreefd duidelijk te maken waarom het van belang is de desbetreffende eigenschappen nu juist te bestuderen bij lage temperatuur.

In het hier volgende eerste artikel, dat een inleidend karakter heeft, vindt men o.a. de vraag behandeld wat men eigenlijk onder lage temperatuur moet verstaan.

In de laatste decennia is afkoeling tot zeer lage temperatuur een belangrijk hulpmiddel geworden bij het fysisch onderzoek. Zo vertonen bij voorbeeld de eigenschappen van vaste stoffen — vloeistoffen en gassen zullen we in dit artikel buiten beschouwing laten — bij sterke afkoeling dikwijls karakteristieke veranderingen, uit de aard waarvan men conclusies kan trekken omtrent de structuur van de stoffen. We doelen hiermee niet slechts op de geometrie van het al dan niet door roosterfouten gestoorde kristalrooster, maar ook b.v. op het spectrum der mogelijke roostertrillingen of de ligging en de structuur van de banden van energienivaus die de elektronen kunnen bezetten.

We zullen hier in drie artikelen, aan de hand van een aantal voorbeelden, trachten een indruk te geven van het wetenschappelijke belang van onderzoekingen bij lage temperatuur en, waar die reeds aanwijsbaar is, de betekenis ervan voor de techniek releveren. Eerst echter willen we enige aandacht wijden aan de vraag welke temperaturen men als „laag" moet kwalificeren. We zullen daarbij zien dat het antwoord van geval tot geval verschilt en dat in sommige gevallen de kamertemperatuur reeds als zeer laag beschouwd mag worden. We zullen ons echter beperken tot die eigenschappen van de vaste stoffen welker karakteristieke veranderingen eerst optreden indien men afkoelt tot beneden ca. 50 °K.

Het begrip „lage temperatuur"

De beantwoording van de vraag wanneer ten aanzien van een bepaald verschijnsel de temperatuur laag genoemd mag worden, leiden wij in met een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bespreking van het verschijnsel van het stollen van een vloeistof tot de vaste fase, een verschijnsel dat in principe alle stoffen vertonen bij voldoend lage temperatuur (met uitzondering van He als de druk te laag is). Het blijkt dat voor stoffen met overeenkomstige kristalstructuur het smeltpunt T_S — dat we in dit geval dus beschouwen als de bovengrens van het gebied waar we de temperatuur laag mogen noemen — en de smeltwarmte ΔU ongeveer evenredig zijn. In *tabel I* ziet men dat inderdaad voor de

Tabel I. Vergelijking van de smeltwarmte ΔU per grammolecuul en de smelttemperatuur T_S van een aantal vaste stoffen. Bij de stoffen met een eenvoudige kristalstructuur loopt de verhouding van beide grootheden niet ver uiteen. Bij water (ijs) met zijn meer gecompliceerde structuur vindt men een betrekkelijk grote afwijking.

stof	H_2	N_2	A	Ag	H_2O
smeltwarmte (cal/mol)	30	228	280	2700	1440
smelttemperatuur (°K)	16	63	84	1230	273
verhouding $\Delta U/T_S$	1,9	3,6	3,3	2,2	5,3

gekozen eenvoudige stoffen $\Delta U/T_S$ ruwweg constant is, terwijl toch de waarden van ΔU en T_S zelve zeer sterk uiteenlopen.

De voorlopige conclusie die we hieruit trekken is dat de grens van het gebied van lage temperatuur blijkbaar bepaald wordt door een karakteristieke energie.

Bij de beschrijving van het proces van stollen of smelten met de methodes van de thermodynamica krijgen wij, behalve met energie en temperauur, te maken met de begrippen orde en wanorde. De mate van wanorde kan thermodynamisch worden beschreven met behulp van de entropie S; een grotere waarde van S komt overeen met een grotere wanorde.

Bij het smelten van een vaste stof onder constante druk wordt, zoals bekend, de toegevoerde warmte niet gebruikt voor temperatuurverhoging maar uitsluitend voor het smelten d.w.z. voor het creëren van een toestand van grotere wanorde. De thermodynamica leert dat bij zo'n smeltproces de vrije enthalpie G (ook vrije energie van Gibbs of thermodynamische potentiaal genoemd), die gelijk is aan $U - TS + pV$, niet verandert (U is de inwendige energie, p de druk en V het volume). Voor de overgang geldt dus:

$$\Delta U - T_S \Delta S + p\Delta V = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,1)$$

of, daar de term $p\Delta V$ verwaarloosd mag worden:

$$\Delta S \approx \frac{\Delta U}{T_S}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,2)$$

De entropieverandering (per mol) bij smelten is dus gelijk aan de smeltwarmte gedeeld door de smelttemperatuur.

Voor stoffen met een overeenkomstige kristalstructuur mag men verwachten dat ΔS ongeveer dezelfde waarde heeft, zodat hetzelfde geldt voor het quotiënt $\Delta U/T_S$. (Voor de overgang gas-vloeistof is de spreiding in de waarden van ΔS nog veel kleiner dan voor het stolproces. Deze eigenschap staat bekend als de regel van Trouton.)

Bezien we thans de zaak meer vanuit moleculair standpunt, dan moeten we allereerst opmerken dat de temperatuur tot de grootheden behoort met behulp waarvan men de macroscopische toestand van de stof kan beschrijven; het begrip „temperatuur" is niet van toepassing op afzonderlijke moleculen. Het verband tussen de temperatuur van een systeem enerzijds — we zullen verderop zien dat men onder „systeem" niet uitsluitend „hoeveelheid stof" behoeft te verstaan — en de energie van de afzonderlijke moleculen anderzijds wordt gegeven door de statistische mechanica. Hoewel een bespreking van de grondslagen van deze tak der natuurkunde binnen het bestek van dit artikel niet mogelijk is, willen we de betekenis ervan voor ons onderwerp toch duidelijk in het licht stellen [1]). We doen dit aan de hand van het volgende voorbeeld.

De soortelijke warmte van een quantumsysteem

Stel dat een stof bestaat uit moleculen waarvan de energie slechts de waarden $E_1, E_2, \ldots E_n, \ldots$ kan hebben en die geen sterke onderlinge wisselwerking vertonen, zodat de totale energie van de stof nagenoeg uitsluitend bepaald wordt door de genoemde bijdragen van ieder der moleculen. De statistische mechanica leert nu dat, wanneer een dergelijk systeem in thermisch evenwicht is, de kans $W(E_n)$ dat een molecuul de energie E_n heeft, gegeven wordt door de formule:

$$W(E_n) = g_n \exp(-E_n/kT). \quad . \quad . \quad . \quad (I,3)$$

In deze uitdrukking is k de constante van Boltzmann ($1{,}38 \times 10^{-11}$ erg $\times$ graad^{-1}), T de absolute temperatuur en g_n de zg. ontaardingsgraad van het energieniveau met rangnummer n.

Een energieniveau heeft b.v. de ontaardingsgraad 3 indien het correspondeert met drie verschillende quantumtoestanden van het molecuul (atoom) die alle dezelfde energie hebben. Men kan een eventuele ontaarding opheffen door het systeem van buitenaf te beïnvloeden, b.v. door het aanleggen van een sterk elektrisch of magnetisch veld. De energieën van de drie toestanden veranderen dan gewoonlijk met ongelijke bedragen, zodat het drievoudig ontaarde niveau zich splitst in drie niet-ontaarde niveaus. De bekende splitsing van de spectrumlijnen van een in een magneetveld geplaatste gasontlading (Zeeman-effect) berust op dit verschijnsel.

---

[1]) De statistische mechanica vindt men op elementaire wijze behandeld in J. D. Fast, Entropie, Amsterdam 1959, terwijl een diepergaande behandeling o.m. wordt gegeven in:
R. C. Tolman, Statistical mechanics with applications to physics and chemistry, New York 1927;
D. ter Haar, Elements of statistical mechanics, NewYork 1954;
L. D. Landau en E. M. Lifschitz, Statistical physics, Londen 1958; en vele andere boeken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uit formule (I,3) kan men direct een uitdrukking voor de gemiddelde energie $\bar{E}$ van de moleculen afleiden. Deze luidt:

$$\bar{E} = \frac{\Sigma E_n g_n \exp(-E_n/kT)}{\Sigma g_n \exp(-E_n/kT)} . \quad . \quad . \quad (I,4)$$

Nemen we aan dat we elk molecuul van onze stof mogen beschouwen als een (gequantiseerde) harmonische oscillator, dan volgt uit de quantumtheorie dat de waarden die de energie kan aannemen, gelijk zijn aan $\frac{1}{2}h\nu$, $1\frac{1}{2}h\nu$, $2\frac{1}{2}h\nu$, ... $(n-\frac{1}{2})h\nu$, ..., waarin h de constante van Planck ($6{,}6\times10^{-27}$ erg $\times$ s), ν de frequentie van de oscillator en n weer het rangnummer is. Substitueert men dit in (I,4), dan vindt men na enig herleiden [2]) de formule van Planck-Einstein:

$$\bar{E} = \tfrac{1}{2}\, h\nu + \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} . \quad . \quad . \quad (I,5)$$

Indien de temperatuur zo hoog is dat $kT \gg h\nu$, kan men met goede benadering schrijven:

$$\bar{E} = kT . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,6)$$

In dit temperatuurgebied is de energie van het systeem dus evenredig met T. De soortelijke warmte ervan is dus constant, en heeft, gerekend per grammolecuul, de waarde Nk, als N het getal van Avogadro is. Koelt men zo ver af dat kT van de orde van grootte van $h\nu$ wordt, dan komen er afwijkingen. Voor temperaturen waarvoor $kT \ll h\nu$ is, geldt:

$$\bar{E} \approx \tfrac{1}{2}\, h\nu + h\nu \exp(-h\nu/kT) . \quad . \quad . \quad (I,7)$$

De soortelijke warmte C, die gelijk is aan $N\, \mathrm{d}\bar{E}/\mathrm{d}T$, hangt hier wèl van T af. Het verloop van $\bar{E}$ en van C met de temperatuur vindt men aangegeven in *fig. 1*.

Fig. 1*a* toont de grafische voorstelling van formule (I,7), in fig. 1*b* is afgebeeld hoe de soortelijke warmte van koper verloopt met de temperatuur. Ondanks de vèrgaande simplificaties die in ons voorbeeld werden aangebracht, lijken de krommen sterk op elkaar.

Men ziet dat, blijkens de statistisch-mechanische theorie, in het bovenstaande voorbeeld de temperatuur als „laag" gekwalificeerd mag worden in het gebied waarvoor kT kleiner is dan de energie $h\nu$. *Algemeen geldt voor de fysica der lage temperaturen, dat men zich beweegt in het temperatuurgebied waarvoor kT kleiner is dan een zekere karakteristieke moleculaire (c.q. atomaire) energie.*

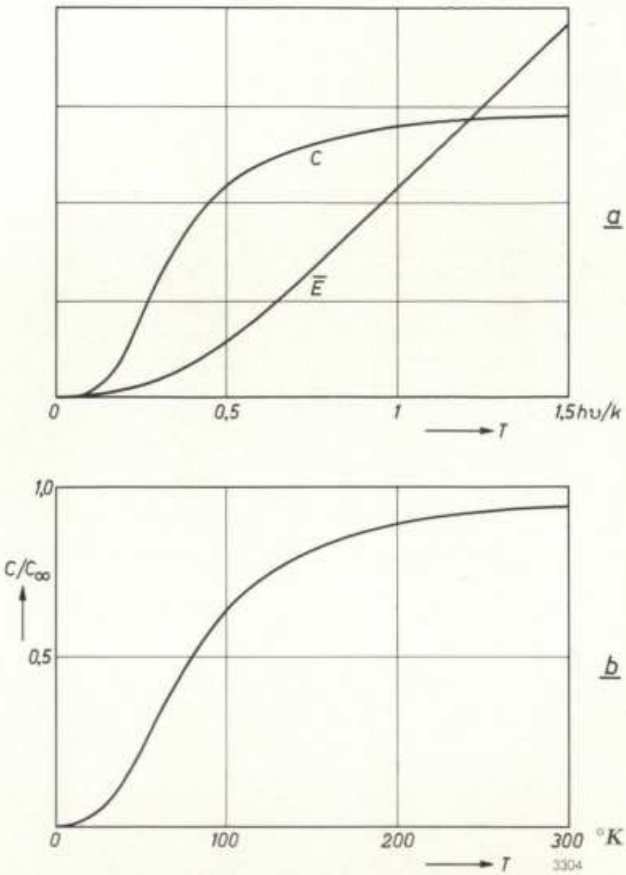


Fig. 1. *a*) Het verloop met de temperatuur T van de gemiddelde energie $\bar{E}$ van de moleculen en van de soortelijke warmte C van een vaste stof, zoals men dat theoretisch vindt indien de moleculen worden opgevat als gequantiseerde harmonische oscillatoren die elkaar onderling niet beïnvloeden. Indien $kT \gg h\nu$, neemt $\bar{E}$ lineair toe met T en is de soortelijke warmte constant. Het gebied van lage temperatuur is hier datgene waar kT van de orde van grootte van $h\nu$ of kleiner is.
b) Het verloop van de soortelijke warmte van koper met de temperatuur (volgens Debye [3])).

Terugkerend tot het voorbeeld van het stolproces, merken we op dat ook daar de verhouding $\Delta U/T_S$, gerekend per mol, ongeveer de waarde Nk had (Nk = 1,99 cal/mol$\times$°K). Hoewel op zichzelf een macroscopische grootheid, mag men ook de smeltwarmte eigenlijk als een soort moleculaire grootheid beschouwen: de waarde ervan hangt immers ten nauwste samen met de energie waarmee een molecuul (atoom, ion) in het kristalrooster aan zijn plaats gebonden is.

Ten slotte willen we er nog op wijzen, dat de grootheid kT, waarmee men in de statistische mechanica steeds te maken krijgt, niet altijd te voorschijn komt uit een formule van het type van vergelijking (I,3). Laatstgenoemde formule (afkomstig van Boltzmann) geldt slechts voor deeltjes die de zg. „klassieke" statistiek volgen. Voor de vrije elektronen in een metaal b.v., die gezamenlijk een soort „gas" vormen dat ca. $10^4\times$ zo dicht is als een gewoon gas bij normale temperatuur en druk, en waarvan de massa ca. $10^4\times$ zo klein is als die van gewone

[2]) Zie b.v. Ch. Kittel, Solid state physics, 2e druk, blz. 123, Wiley, New York 1957.

[3]) P. Debye, Ann. Physik **39**, 789, 1912.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gasmoleculen, geldt de formule van Fermi-Dirac; voor het „gas" van lichtquanta in een afgesloten ruimte geldt de formule van Bose-Einstein. Met de formule van Fermi-Dirac zullen we in het volgende nog te maken krijgen.

De oorzaak van het optreden van verschillende formules is gelegen in de wijze waarop men in de diverse gevallen het aantal toestanden waarin men het systeem kan aantreffen, berekent. In de klassieke theorie geschiedt dit op basis van de veronderstelling dat men b.v. ieder molecuul van een gas kan onderscheiden en in principe op zijn weg kan volgen. In de quantumstatistiek beschouwt men identieke deeltjes als ononderscheidbaar en bovendien rekent men toestanden die uit elkaar verkregen kunnen worden door verwisseling van twee identieke deeltjes als één en dezelfde. (Men zou in verband met dit laatste kunnen zeggen: de deeltjes zijn niet alleen ononderscheidbaar maar hebben ook geen individualiteit). Deze verandering leidt tot de formule van Bose-Einstein. Heeft men te maken met deeltjes waarvoor bovendien het uitsluitingsprincipe van Pauli geldt — „twee deeltjes kunnen niet in dezelfde quantumtoestand verkeren"—, zoals b.v. elektronen, dan komt men tot de formule van Fermi-Dirac. Voor „gassen" die zo ijl zijn dat de onderlinge afstand der deeltjes groot is vergeleken met hun De Broglie-golflengte, gaan beide formules over in die van Boltzmann.

Het paramagnetisme

Als derde voorbeeld van de regel dat het gebied van lage temperatuur in het algemeen gevonden kan worden door kT te vergelijken met een zekere energie, kiezen we het paramagnetisme. In tegenstelling tot de beide vorige voorbeelden, die alleen ter illustratie dienden, moge dit tevens fungeren als inleiding op het hoofdstuk over paramagnetische verschijnselen dat in het derde artikel van deze serie zal verschijnen.

Zoals bekend, wordt het optreden van paramagnetisme veroorzaakt door het feit dat de elektronen die gezamenlijk de elektronenwolk van een atoom of ion vormen, een magnetisch (spin- en baan-) moment bezitten. Bij de meeste vaste stoffen heeft de elektronenwolk van de ionen, die tezamen het kristalrooster vormen, de zg. edelgasstructuur en is het totale moment nul; bij een aantal ionen — o.a. die van de elementen van de ijzergroep — zijn niet alle elektronenschillen volledig bezet en is er wèl een resulterend magnetisch moment. Plaatst men nu een paramagnetische stof in een magneetveld H, dan kan de ontbondene van het magnetisch moment in de richting van H slechts enkele bepaalde waarden hebben en vertoont het energieschema dienovereenkomstig slechts enkele bepaalde niveaus. De onderlinge afstand van deze niveaus wordt meestal in hoofdzaak bepaald door de sterkte van het aangelegde magneetveld en verder door de wisselwerking van de magnetische atomen met (al of niet magnetische) naburige atomen.

In het eenvoudigste geval kan het magnetische moment slechts twee standen innemen, met componenten ter grootte van μ_B parallel of antiparallel met H (de grootheid μ_B is het Bohr-magneton). Het energieverschil van de beide niveaus bedraagt dan $2\mu_B H$. De bezetting van de niveaus volgt hier weer uit de formule van Boltzmann (I,3), en men vindt, analoog aan de wijze waarop eerder vergelijking (I,4) werd afgeleid, voor het gemiddelde magnetische moment $\bar{\mu}$ de formule:

$$\bar{\mu} = \mu_B \frac{\exp(\mu_B H/kT) - \exp(-\mu_B H/kT)}{\exp(\mu_B H/kT) + \exp(-\mu_B H/kT)} = \mu_B \operatorname{tgh} \frac{\mu_B H}{kT}. \quad . . \quad (I,8)$$

Voor het geval waarbij $kT \gg \mu_B H$ is, volgt hieruit voor de susceptibiliteit χ, dat is de verhouding van het resulterende moment $\bar{\mu}N$ van een gramatoom stof en het magneetveld H, de formule van Langevin-Curie. Deze formule luidt:

$$\chi = N\mu_B{}^2/kT. \quad . . . . \quad (I,9)$$

Heeft men te maken met minder eenvoudige niveauschema's, dan verkrijgt men resultaten die niet essentieel verschillen van de bovenstaande mits weer kT groter is dan het energiegebied waarin de niveaus gelegen zijn.

Het verloop van $\bar{\mu}$ met T zoals is uitgedrukt in formule (I,8), vindt men afgebeeld in *fig. 2*. Men ziet dat het overgangsgebied tussen het gebied van hoge temperatuur, waar $\bar{\mu}$ klein is en evenredig met H, en het gebied van lage temperatuur, waar verzadiging optreedt, bij een magneetveld van b.v. 10^6 A/m (12 500 oersted) tussen 1 en 2 °K ligt. Een nagenoeg volledige verzadiging vindt men pas beneden 1 °K. Dat de bovengrens van het gebied

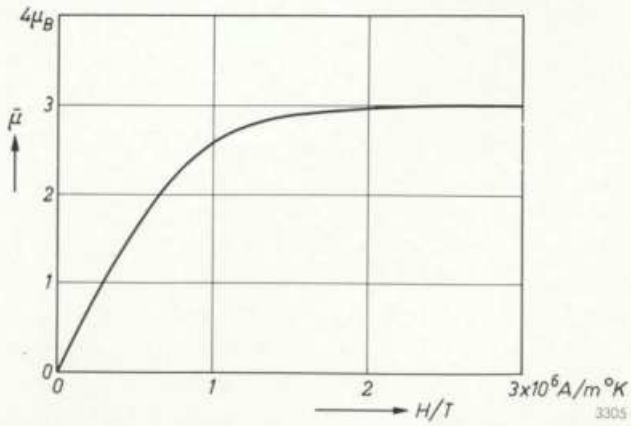


Fig. 2. De magnetisering $\bar{\mu}$ van een paramagnetische stof is bij hoge temperatuur evenredig met H/T (Langevin-Curie) en bij lage temperatuur reeds in zwakke velden nagenoeg constant (verzadiging). Indien men in een magneetveld van 10^6 A/m werkt, ligt het overgangsgebied tussen 1 en 2 °K.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van lage temperaturen hier zeer laag moet liggen, blijkt ook direct uit (I,8) indien men zich realiseert dat $N/\mu_B H$ bij 10^6 A/m gelijk is aan slechts 1,67 cal/mol en NkT bij $T = 1$ °K reeds 2 cal/mol.

Vrije elektronen in metalen en halfgeleiders

Als inleiding op het tweede artikel van deze serie bespreken we thans nog enige aspecten van de elektriciteitsgeleiding in metalen en halfgeleiders.

In de meeste metalen verliest, zoals men weet, ieder atoom een bepaald aantal elektronen (meestal één), welke elektronen zich als vrije deeltjes door het rooster schijnen te bewegen; men kan ze theoretisch als onafhankelijk beschouwen. De energieniveaus die ze kunnen bezetten, liggen zeer dicht bij elkaar en vormen tezamen een als continu te beschouwen band. Deze band van energieniveaus is, globaal gesproken, slechts tot een zekere „hoogte" gevuld. Zoals reeds eerder werd opgemerkt, vindt men de bezetting van de energieniveaus voor het „elektronengas" niet met behulp van de formule van Boltzmann maar met die van Fermi-Dirac. De bezetting $f(E)dE$ van een smal strookje dE van de energieband waarin de toestandsdichtheid de waarde $g(E)$ heeft[4]), wordt gegeven door de formule:

$$f(E)dE = \frac{g(E)dE}{1 + \exp(E-E_F)/kT}. \quad . \quad (I,10)$$

In deze formule is E_F de zg. grens- of Fermi-energie, die in eerste benadering als onafhankelijk van de temperatuur beschouwd kan worden. Uit deze formule kan men afleiden dat bij het absolute nulpunt geldt: $f(E) = g(E)$ indien $E \leqq E_F$, en $f(E) = 0$ indien $E > E_F$. Dit wil zeggen dat alle niveaus waarvan $E \leqq E_F$ is, bezet zijn — overeenkomstig het uitsluitingsprincipe van Pauli iedere quantumtoestand één maal! — en alle andere niveaus onbezet. Daar de waarde van E_F voor metalen enkele elektronvolts bedraagt, terwijl één elektronvolt overeenkomt met niet minder dan $k \times 10^4$ °K, is een metaal dat zich op kamertemperatuur bevindt reeds als zeer koud te beschouwen; hoewel bij deze temperatuur enkele niveaus waarvoor $E > E_F$ is, bezet zijn, is de bezetting toch met goede benadering gelijk aan die welke voor $T = 0$ geldt (de zg. gas-degeneratie; zie *fig. 3*). De oorzaken van het feit dat het elektrisch geleidingsvermogen van metalen in het temperatuurgebied beneden 50 °K enige merkwaardigheden vertoont welker bestudering een bijdrage kan leveren tot onze kennis, zijn dan ook meestal van geheel andere aard. We zullen ze, voor zo ver binnen het kader van dit artikel mogelijk is, bespreken in de desbetreffende hoofdstukken.

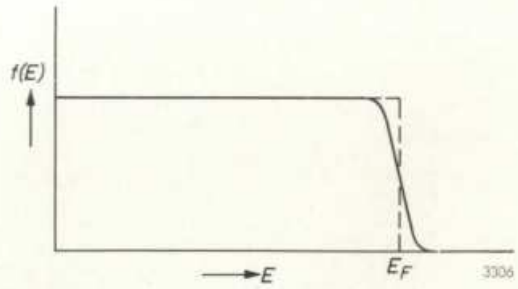


Fig. 3. De bezetting $f(E)$ met geleidingselektronen van de energieniveaus in een metaal is zodanig dat nagenoeg alle niveaus met energie kleiner dan E_F bezet zijn en nagenoeg alle met grotere energie onbezet. Deze bezetting (de getrokken lijn) wijkt bij kamertemperatuur slechts in geringe mate af van die welke bij het absolute nulpunt zou optreden (stippellijn). De waarde van E_F bedraagt enkele elektronvolts ($1\text{ eV} \approx k \times 10^4$ °K).

Uit het voorgaande kan men concluderen dat de E_F-waarde direct gevonden kan worden door formule (I,10) te integreren en $\int f(E)dE$ gelijk te stellen aan het totale aantal elektronen. De vorm van de functie $g(E)$ zal uiteraard afhangen van de eigenschappen van het beschouwde kristalrooster en dus van geval tot geval verschillend zijn. Voor metalen vindt men voor de waarde die E_F aanneemt bij het absolute nulpunt (zoals reeds werd opgemerkt, is E_F niet volkomen onafhankelijk van de temperatuur):

$$E_{F_0} = 4{,}2 \times 10^{-11} \times (m/m^*)\, n_o^{\frac{3}{2}}\text{ eV}. \quad . \quad (I,11)$$

Hierin is n_0 de concentratie van de vrije elektronen, m de massa van het elektron en m^* zijn effectieve massa in het desbetreffende rooster; door met m^* te rekenen, kan men de bewegingen die het elektron onder invloed van een uitwendige kracht uitvoert, beschrijven alsof men met een deeltje te doen had dat zich vrij door de lege ruimte beweegt in plaats van door een kristalrooster.

Er zij nog opgemerkt dat de bewering dat een metaal, omdat het bij kamertemperatuur reeds als zeer koud beschouwd moet worden, bij temperatuurverlaging géén merkwaardige effecten vertoont die samenhangen met de bezetting der energieniveaus, soms niet geheel opgaat. Met name kan dit het geval zijn indien de toestandsdichtheid $g(E)$ grillige schommelingen vertoont bij E-waarden die dicht rondom E_F liggen. Dit is b.v. het geval bij natrium.

Bij halfgeleiders is de situatie in de regel geheel anders. Banden van energieniveaus zijn hier gescheiden door zones van verboden energiewaarden. Bij lage temperatuur vindt men veelal een geheel bezette band (de valentieband) en een eindweegs daarboven een geheel lege (de geleidingsband). Alleen bij relatief hoge temperatuur kan een elektron voldoende energie opnemen om de geleidingsband te bereiken. Het aantal vrije elektronen is hier derhalve zeer veel kleiner dan bij metalen. In veel gevallen — te weten: bij de zg. extrinsieke halfgeleiders — zijn de vrije elektronen in 't geheel

[4]) Indien in 't geheel geen ontaarding optreedt, is de toestandsdichtheid gelijk aan de niveaudichtheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

niet afkomstig van de atomen (moleculen) van de stof zèlf maar van vreemde atomen (verontreinigingen dus); de concentratie der vrije elektronen hangt dan dus ook af van de concentratie van de verontreiniging. Deze elektronen worden uit de vreemde atomen (donors) losgemaakt door de warmtebeweging, en wel ten koste van een ionisatie-energie ΔE.

Bij temperaturen waarvoor $kT \ll \Delta E$ is, zijn vrijwel alle elektronen uiteraard gebonden aan de donors, en zou men volgens het bovenstaande verwachten dat deze verontreinigde stoffen isolatoren zijn, evenals dat met chemisch zuivere halfgeleiders bij voldoend lage temperatuur het geval is. Toch treedt er ook in dit temperatuurgebied in sommige van deze stoffen geleiding op, welke blijkbaar plaatsgrijpt volgens een ander mechanisme.

Men veronderstelt dat bij deze zg. „impurity band conduction" de elektronen niet eerst zodanig geëxciteerd behoeven te worden dat ze een niveau in de geleidingsband bereiken, maar dat ze „overspringen" van de ene donor naar de andere. Uiteraard ligt er tussen het gebied van hoge temperatuur, waar de normale geleiding via de geleidingsband domineert, en het gebied van zeer lage temperatuur waar de impurity band conduction domineert, een overgangsgebied waar beide mechanismen een ongeveer gelijkwaardige bijdrage leveren tot de stroom. In het volgende artikel zullen we zien welke eigenaardige verschijnselen er in dit gebied optreden.

We willen hier in 't kort nog wijzen op een aspect van het gedrag van vrije elektronen in halfgeleiders dat in het bovenstaande niet vermeld werd omdat de consequenties ervan in deze artikelen niet ter sprake zullen komen. Zoals we hebben uiteengezet, geldt voor de vrije elektronen in een metaal de formule van Fermi-Dirac; een metaal is, statistisch gesproken, altijd „zeer koud". Met halfgeleiders is dit anders. Het is bij sommige halfgeleiders mogelijk de aard van de concentratie van de verontreiniging zodanig te kiezen dat binnen het temperatuurgebied waarin geëxperimenteerd kan worden, voor hoge temperaturen de formule van Boltzmann geldt en voor lage die van Fermi-Dirac. Speciaal in het temperatuurgebied waar de ene „statistiek" overgaat in de andere, kan men interessante verschijnselen aantreffen. Voor de overige verontreinigde halfgeleiders geldt in de regel de formule van Boltzmann; hun geleidingsvermogen hangt derhalve veel sterker van de temperatuur af dan dat van metalen.

Tot slot van dit inleidende artikel willen we nog opmerken dat allerlei processen in de vaste stof, zoals b.v. het richten van de ionen (spins) bij magnetisering van een paramagnetisch zout, plaatsvinden door tussenkomst van de roostertrillingen. Daalt de temperatuur, dan worden deze trillingen zwakker en men kan zich voorstellen dat de bedoelde processen hierdoor trager zullen verlopen. Beschouwt men de roostertrillingen als die van gequantiseerde oscillatoren, dan is de verhouding van kT tot de grootte van de energiequanta de factor die de situatie bepaalt. Ook dit aspect van het gedrag der vaste stoffen bij lage temperatuur zal in een van de volgende artikelen ter sprake komen.

Samenvatting. In dit inleidende artikel van een serie van drie over fysisch onderzoek van de vaste stof bij lage temperatuur, wordt aan de hand van enkele voorbeelden aangetoond dat men van lage temperatuur kan spreken indien kT kleiner is dan een zekere karakteristieke energie. Voor de soortelijke warmte van een systeem van gequantiseerde harmonische oscillatoren is deze het quantum $h\nu$, voor het smelten van een vaste stof de smeltwarmte (per molecuul), voor het magnetiseren van een paramagnetische stof de energie $\mu_B H$ en voor de elektronengeleiding in metalen en halfgeleiders de Fermi-energie E_F. Ten slotte wordt erop gewezen dat bij lage temperatuur allerlei processen, zoals b.v. het richten van de spins in een paramagnetische stof, zeer traag verlopen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN OMEGATRON VOOR KWANTITATIEVE ANALYSE VAN GASSEN

door A. KLOPFER *) en W. SCHMIDT *).

621.384.8:621.039.343

De tendentie bestaat om in vacuümvaten bij het speurwerk in de laboratoria, maar ook in elektronenbuizen en sommige andere industriële produkten, steeds lagere drukken te verwezenlijken. Het is daarbij van belang niet alleen de totale druk van het restgas maar ook zijn samenstelling te kennen. Van de verschillende soorten „massaspectrometers" die voor dit doel gebruikt worden, is het omegatron bijzonder geschikt om de gassamenstelling bij drukken kleiner dan 10^{-5} mm Hg te bepalen, en wel, zoals in dit artikel wordt beschreven, niet alleen kwalitatief maar ook kwantitatief.

Sedert een aantal jaren worden in verschillende laboratoria omegatrons ontwikkeld en toegepast voor het bepalen van de samenstelling der restgassen in hoogvacuümsystemen. Sommer, Thomas en Hipple waren de eersten die in 1951 een omegatron beschreven [1]). De bruikbaarheid van het instrument is door Alpert en Buritz in 1954 aan de hand van een vereenvoudigde uitvoering aangetoond [2]). Deze eenvoudiger opzet vond daarna snel toepassing in verschillende laboratoria.

Reeds in 1953 werd bij Philips een begin gemaakt om met behulp van een omegatron kwalitatief de samenstelling van het restgas in afgesmolten katodestraalbuizen te onderzoeken [3]). Ten einde het omegatron geschikt te maken voor kwantitatieve bepalingen, werd een aantal onderzoekingen verricht, die geleid hebben tot het omegatron dat wij in dit artikel zullen beschrijven.

Principe van het omegatron

De werkingswijze van het omegatron is indertijd reeds in dit tijdschrift besproken. Wij zullen hier in het kort het principe herhalen. *Fig. 1* geeft schematisch een ruimtelijk beeld van het instrument. Elektronen uit een gloeikatode K lopen in een nauwe bundel evenwijdig met een homogeen magneetveld. Door botsing met de gasmoleculen worden ionen gevormd. Deze zullen, wanneer zij een snelheidscomponent loodrecht op de richting van het magneetveld bezitten, cirkelvormige banen om het statische magneetveld beschrijven. De stralen van deze banen worden gegeven door de vergelijking:

$$r = \frac{m}{e}\,\frac{v_0}{B}. \qquad \ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin is m de massa van het beschouwde ion, e zijn elektrische lading, v_0 de snelheidscomponent loodrecht op de richting van het magneetveld en B de magnetische inductie. De hoekfrequentie ω_c van de omloop van het ion is:

$$\omega_c = \frac{e}{m}\,B, \qquad \ldots\ldots \quad (2)$$

en de omloopperiode is dus onafhankelijk van de snelheid v_0. Men heeft dezelfde situatie als in een cyclotron, en evenals daar legt men nu loodrecht op de richting van het magneetveld een hoogfrequent elektrisch wisselveld $\hat{E}_{hf} \sin \omega t$ aan. Hierdoor zullen de rondlopende ionen, naar gelang van hun waarde van e/m (dus hun hoekfrequentie) en hun faze, versneld dan wel vertraagd worden. Kiest men de frequentie ω van het elektrische wisselveld gelijk aan de hoekfrequentie ω_c van een bepaald soort ionen, dan treedt hiermee resonantie op. Een ion dat in de

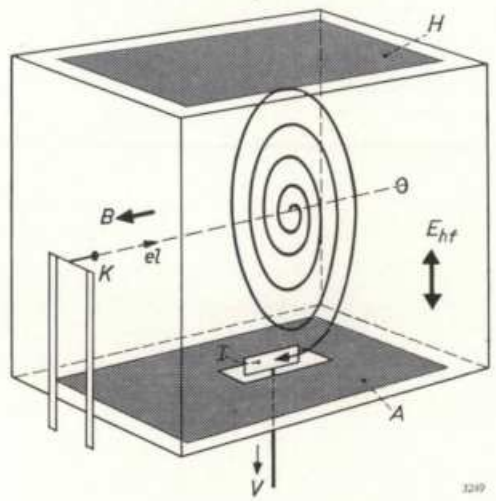


Fig. 1. Perspectivische tekening van een vereenvoudigd omegatron. B geeft aan de richting van de magnetische inductie, E_{hf} de richting van het hoogfrequente elektrische wisselveld. Een spiraalbaan van een ion is in de figuur getekend. K katode, die de ioniserende elektronenbundel *el* levert. A en H elektrodes voor de hoogfrequente spanning. I ionencollector. V aansluiting voor de versterker.

*) Zentrallaboratorium Allgemeine Deutsche Philips Industrie GmbH, Laboratorium Aken.

[1]) H. Sommer, H. A. Thomas en J. A. Hipple, Phys. Rev. **82**, 697, 1951.

[2]) D. Alpert en R. S. Buritz, J. appl. Phys. **25**, 202, 1954.

[3]) J. Peper, Philips techn. T. **19**, 266, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

juiste faze is, neemt dan bij elke omwenteling een gelijke hoeveelheid energie op en zijn baan wordt een spiraal van Archimedes. Door op een geschikte plaats een collector aan te brengen, kan men de resonerende ionen vangen. Met behulp van een gevoelige versterker kan men de ionenstroom aantonen.

Ook andere ionen, die een andere massa of een andere lading (andere hoekfrequentie) hebben en dus niet in resonantie zijn, beschrijven spiraalbanen, d.w.z. banen waarvan de straal met de tijd verandert. De maximale waarde van deze straal blijft in het algemeen echter kleiner dan de afstand tussen de plaats waar de ionen ontstaan en de collector. Ze dragen dus niet bij tot de gemeten stroom.

Wil men nu met het omegatron de gassamenstelling bepalen, dan moet men de frequentie van het elektrische wisselveld continu of in stappen veranderen. Meet men bij een bepaalde frequentie een collectorstroom, ten gevolge van ionen die in resonantie zijn geraakt, dan kan men met behulp van verg. (2) de verhouding e/m van deze ionen bepalen. Men kan dan uitmaken met welke gassoort men te doen heeft, door gebruikelijke methodes uit de massaspectrometrie te hulp te roepen. Bij de botsingen tussen elektronen en gasmoleculen ontstaan niet alleen enkelvoudig geïoniseerde gasmoleculen, maar tevens twee- of meervoudig geïoniseerde deeltjes. Ook kan het gasmolecule in geïoniseerde of neutrale deeltjes worden afgebroken. Op die manier ontstaat er voor elke gassoort en elke gegeven elektronenenergie een heel „ionenspectrum", met een reeks pieken voor de optredende deeltjes met hun verschillende massa's, en met constante verhoudingen van de hoogten dezer pieken. Voor elke gassoort kan men deze reeks verhoudingen, die beantwoorden aan de relatieve ionenstroom, gemeten bij de respectieve resonantiefrequenties, door ijking bepalen; zie *tabel I*. Heeft men nu een onbekend gas in het omegatron, dan leidt men de aard van dit gas af uit de gemeten intensiteiten voor de verschillende massagetallen, door de onderlinge verhouding van de gevonden waarden te vergelijken met de door ijking bepaalde ionenspectra.

De druk van iedere component van het gasmengsel kan in principe uit de ionenstroom worden bepaald, mits de betrekking tussen de druk en de ionenstroom reproduceerbaar is. Heeft men een elektronenstroom i^- en een druk p, dan zal wanneer het elektron een afstand s door het gas aflegt en de ionisatiewaarschijnlijkheid σ is, de ionenstroom i_0^+ gegeven worden door:

$$i_0^+ = s\sigma p i^- . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Nu zullen echter niet alle gevormde ionen die in resonantie zijn, de ionencollector treffen. Een gedeelte ervan gaat verloren door botsing met de gasmoleculen. Van de ionen die niet met gasmoleculen botsen, komt een fractie α op de collector terecht, het overblijvende deel $(1 - \alpha)$ op de overige elektrodes. De op de ionencollector vallende stroom i^+ wordt derhalve:

$$i^+ = \alpha i_0^+ e^{-L/\lambda} = \alpha s\sigma p i^- e^{-L/\lambda}, \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin L de lengte van de baan van de resonerende ionen voorstelt en λ de gemiddelde vrije weglengte. Meestal zal λ zeer veel groter zijn dan L. De genoemde eis van reproduceerbaarheid van de be-

Tabel I. Relatieve hoogten van de pieken van alle massa's, behorende bij één bepaalde gassoort (de piek van de meest voorkomende massa = 100 gesteld). Horizontaal is uitgezet de massa, verticaal de gassoort. In de meeste gevallen zal de ware massa van de gassoort dezelfde zijn als die behorende bij de hoogste piek, zie b.v. H_2O. Dit geldt echter niet algemeen, een voorbeeld is C_3H_8.

Gassoort \ Massa	2	12	13	14	15	16	17	18	19	20	24	25	26
H_2	100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ar	—	—	—	—	—	—	—			14,2	—	—	—
H_2O	0,6-1,5	—	—	—	—	1,8	21	100	11-17	0,23	—	—	—
N_2	—	—	—	7,4	0,03	—	—	—	—	—	—	—	—
CO	—	3,3	0,04	0,55	—	1,3	—	—	—	—	—	—	—
CO_2	—	3,5	0,03	0,08	—	7,8	—	—	—	—	—	—	—
CH_4		1,8	5,7	12,5	81	100	2,7	—	—	—	—	—	—
C_2H_2	3,5	1,4	4,0	0,3	0,04	—	—	—	—	—	5,1	19	10
C_2H_4		0,6	1,0	2,3	0,3	0,4	—	—	—	—	2,0	6,8	47
C_2H_6		0,2	0,55	2,0	3,1	0,15	—	—	—	—	0,5	2,7	18,
C_3H_8		0,18	0,36	1,13	3,8	0,12	—	—	—	—	0,13	0,64	8,3

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

trekking tussen i^+ en p komt hierop neer dat bij gegeven parameters s, σ, L en λ en gegeven elektronenstroom i^- de coëfficiënt α constant is. Met name mag α niet afhangen van de toestand waarin het meetinstrument zich bevindt, en ook niet van de aanwezigheid van andere gassen, waarvan de ionen niet in resonantie zijn. Het liefst wil men natuurlijk dat $\alpha = 1$ is. Laten wij de effecten die α kleiner dan 1 kunnen maken en de reproduceerbaarheid in gevaar brengen, nader beschouwen.

Ten gevolge van hun thermische energie hebben de ionen de neiging om in de richting van het magneetveld te ontsnappen. Om dit te verhinderen, leggen wij een zwak tegenwerkend elektrostatisch veld aan. Een gevolg hiervan is dat in het midden van het omegatron componenten van de elektrische veldsterkte optreden die loodrecht op de richting van het magneetveld staan. Dit heeft op zijn beurt weer tot gevolg dat de ionen op cycloïdale banen langs de equipotentiaallijnen kunnen lopen. Op dit probleem komen wij hieronder terug. Op de elektrodes van het omegatron kunnen zich laagjes bevinden, die geladen worden. Daardoor verandert het elektrostatische veld in de buis op een niet te controleren wijze en daarmee ook de ontsnappingskans van de ionen. Ten gevolge van ionen die niet in resonantie zijn, kunnen ladingseffecten optreden, die afhankelijk zijn van de druk en die eveneens het verloop der elektrostatische equipotentiaallijnen beïnvloeden. Al deze effecten te zamen hebben tot gevolg dat α niet constant is in de tijd en tevens van buis tot buis verschilt. Daar de velden die door de genoemde effecten worden veroorzaakt, van dezelfde orde van grootte zijn als het aangelegde elektrostatische veld, kan men voor α zeer uiteenlopende waarden (tussen 0 en 1) vinden. Deze variaties van α maakten het bij het omegatron in de oorspronkelijke vorm onmogelijk, kwantitatieve onderzoekingen te verrichten.

Omegatron met zijplaten

In het laboratorium te Aken is nu een omegatron tot ontwikkeling gebracht waarmee het mogelijk is een constante gevoeligheid, met een waarde van $\alpha = 1$, in te stellen. Onder gevoeligheid wordt hier verstaan de ionenstroom gedeeld door het produkt van elektronenstroom en druk. De buis is schematisch in *fig. 2* weergegeven. De linkerhelft van de figuur geeft de doorsnede evenwijdig met de richting van het magneetveld. In deze doorsnede heeft het omegatron de oorspronkelijke vorm [1]). De katode K emitteert elektronen, die versneld worden, evenwijdig met de richting van het magneetveld door het omegatron lopen en ten slotte door de elektronencollector T worden gevangen. Om reacties van het gas met de hete katode zo veel mogelijk te vermijden, gebruikt men een katode die op relatief lage temperatuur kan werken, nl. een direct verhitte bariumoxydekatode [4]). De elektrode G_1 kan men gebruiken om de elektronenstroom te stabiliseren. De elektrode G_2 heeft ongeveer dezelfde elektrische potentiaal als de elektronencollector T. De opstelling van het omegatron tussen de polen van de magneet moet zeer nauwkeurig geschieden, zodanig dat geen elektronen de elektrode A kunnen treffen. Met een microampèremeter kan men dit vaststellen. Dit is daarom zo belangrijk, omdat de gevormde secundaire elektronen de ruimtelading en daardoor de gevoeligheid zouden beïnvloeden. Het hoogfrequente

---

[4]) De toepassing van deze katode werd door J. Peper voorgesteld. Voor enige reacties van gassen met katodes, zie het artikel van S. Garbe in Advances in vacuum science and technology, Proc. first int. Congress Vac. Tech., Namen 1958, Vol. I, blz. 404, Pergamon Press 1960.

27	28	29	30	31	32	36	37	38	39	40	41	43	44	Massa / Gassoort
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	H_2
—	—	—	—	—	—	0,38	—	0,06	—	100	—	—	—	Ar
—	—	—	—	—	0,13	—	—	—	—	—	—	—	—	H_2O
—	100	0,75	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	N_2
—	100	0,88	0,2	—	0,02	—	—	—	—	—	—	—	—	CO
—	11,5	0,1	—	—	0,4	—	—	—	—	—	—	—	100	CO_2
—	—	1-5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	CH_4
,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	C_2H_2
1,5	100	3,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	C_2H_4
7,6	100	20,5	25,9	0,54	—	—	—	—	—	—	—	—	—	C_2H_6
9,1	60,3	100	2,1	—	—	0,64	4,1	5,8	20	—	16	30,8	44,9	C_3H_8

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

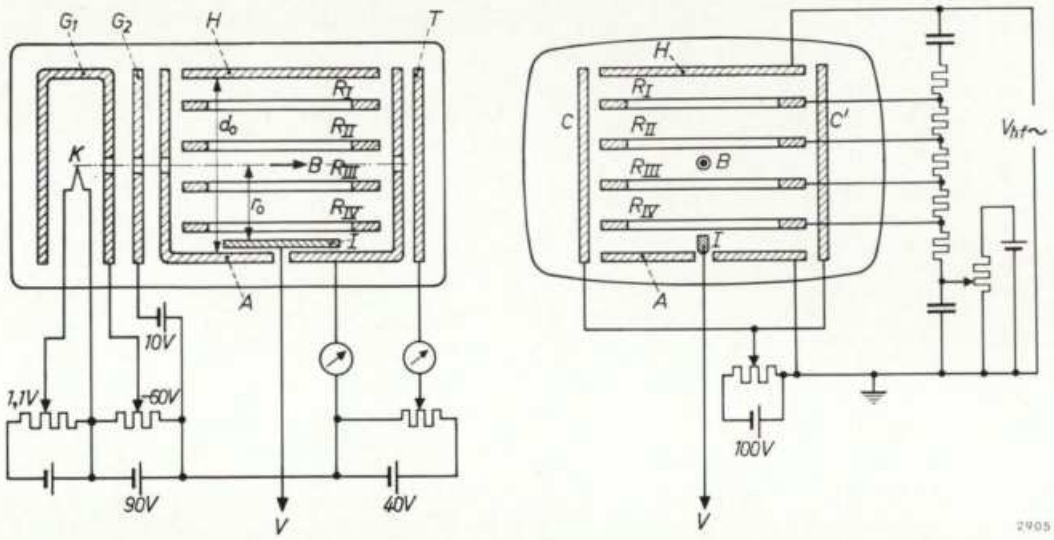


Fig. 2. Schematische voorstelling van het omegatron met ringen R_I-R_{IV} en zijplaten C-C'. De linkerhelft van de figuur geeft de doorsnede evenwijdig met de richting van het magneetveld, de rechterhelft een doorsnede loodrecht op de richting van het magneetveld (inductie B). K-G_1-G_2 elektronenkanon. T elektronencollector. I ionencollector. Tussen de elektrodes A en H wordt het hoogfrequente veld aangelegd. Verder worden aan de elektrodes potentialen gelegd zoals die in de figuur zijn aangegeven. Bij V wordt de versterker aangesloten.

elektrische wisselveld wordt tussen de elektrodes A en H aangelegd. Verder ziet men ook een aantal ringen R, waaraan een kleine positieve elektrostatische spanning is gelegd om te verhinderen dat de ionen in de richting van het magneetveld ontsnappen. De ringen dienen tevens om met behulp van een spanningsdeler het hoogfrequente elektrische wisselveld homogeen te maken.

In de rechterhelft van fig. 2 ziet men de doorsnede loodrecht opde richting van het magneetveld. De belangrijkste afwijking van het nieuwe omegatron ten opzichte van de oorspronkelijke vorm bestaat daarin dat twee zijplaten C en C' zijn toegevoegd. Door deze platen een negatieve potentiaal ten opzichte van de elektrodes A en H te geven, brengt men in het omegatron een gunstig elektrostatisch veld tot stand, zodat de buis een reproduceerbare gevoeligheid bezit. Dit zullen we straks nog nader bespreken. De grootte van deze spanning, nodig om een maximale ionenstroom aan de ionencollector te verkrijgen, hangt, afgezien van het aantal ringen R, nog af van de positieve spanning V_R aan deze ringen. De ervaring heeft geleerd dat wanneer vier ringen gekozen worden, het gunstig is voor de verhouding $V_R : V_{CC'}$ ongeveer een waarde 1 : 100 te kiezen.

Ter verduidelijking is in *fig. 3* nog een perspectivische schets van het opengesneden elektrodesysteem gegeven. De foto *fig. 4* geeft een indruk van de afmetingen van de buis met het omegatron. De elektrodes vormen een kubus met een ribbe van 25 mm lengte. Ze zijn zonder gebruikmaking van keramiek of mica op een glazen voet gemonteerd en door een glazen ballon omgeven. De gehele buis kan in een oven op 400 °C worden ontgast. De elektrodes kunnen bovendien door hoogfrequentieverhitting op 900 °C worden ontgast. Deze hoge temperatuur blijkt soms noodzakelijk te zijn om storende oppervlaklaagjes van de elektrodes te verwijderen. Wanneer men het omegatron geen temperatuurbehande-

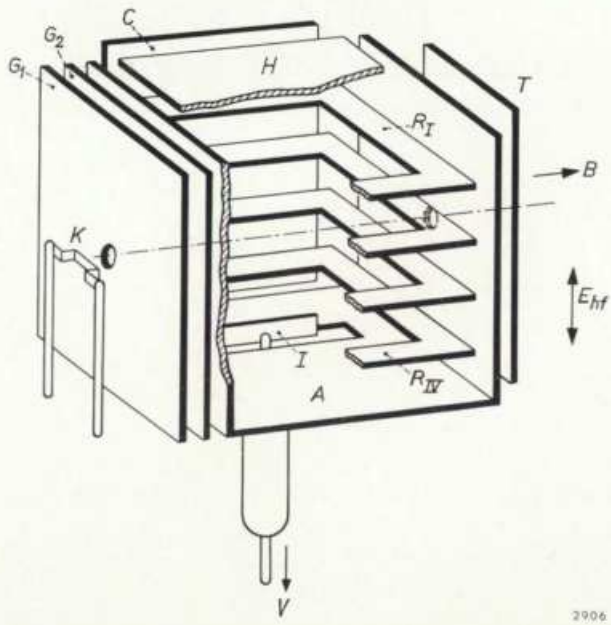


Fig. 3. Opengesneden omegatron met ringen en zijplaten (nog enigszins geschematiseerd). Betekenis van de letters als in fig. 2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ling geeft, is de keuze van het elektrodemateriaal niet belangrijk, mits men de elektrodes vooraf grondig gereinigd heeft. Een temperatuurbehandeling is echter altijd gunstig om de gasafgifte van glas

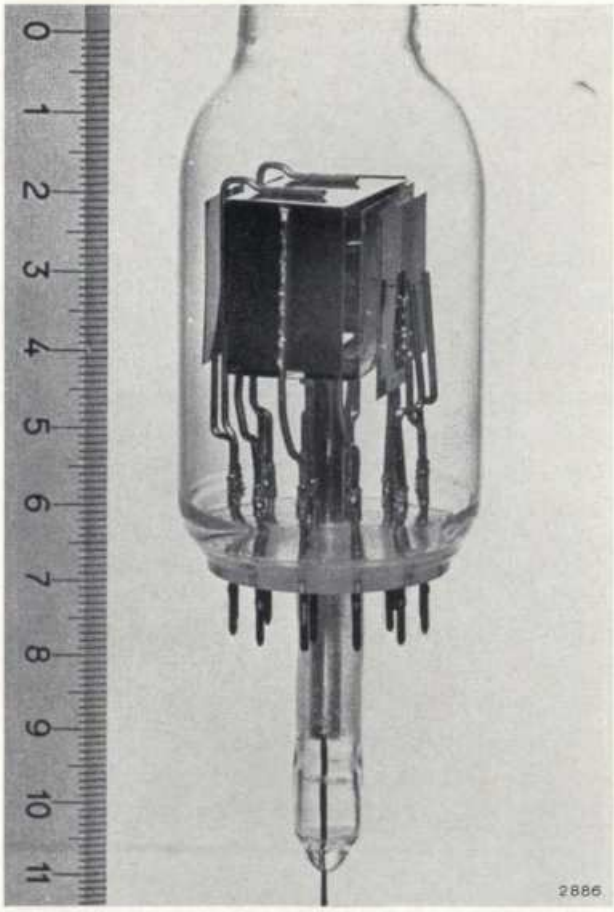


Fig. 4. Het omegatron met ringen en zijplaten in een glazen ballon. Rechts bevindt zich de gloeikatode, geheel links de trefplaat voor de elektronen die door het omegatron gelopen zijn. De ionen die in de ruimte binnen het omegatron worden gevormd, gaan naar de ionencollector. Deze is verbonden met de metalen pen die in de glazen buis is ingesmolten en aan de onderkant naar buiten steekt.

en metaal zo klein mogelijk te houden. Om de vorming van oxydehuidjes tijdens het ontgassen te voorkomen, maken wij veel gebruik van edele metalen. Het beste resultaat werd verkregen met een platina-iridiumlegering.

Over de hulpapparatuur die men bij het omegatron nodig heeft, zullen wij kort zijn. Voor het magneetveld gebruiken wij permanente of elektromagneten. De toegestane inhomogeniteit van het magneetveld op de plaats van het omegatron bedraagt 2%. Als spanningsbron voor het hoogfrequente elektrische wisselveld kan men alle in de handel beschikbare signaalgeneratoren gebruiken, mits hun uitgangsspanning enige volts bedraagt en onafhankelijk van de frequentie is.

De laagste druk van een bepaalde gassoort die men meten kan, wordt bepaald door de kleinste meetbare gelijkstroom. Een versterker met trilplaatcondensator is daarom voor deze meting bijzonder geschikt. Daar de kleinste hiermee meetbare stromen van de orde van 10^{-16} ampère zijn, is het belangrijk de verbinding tussen de ionencollector en de ingang van de versterker goed af te schermen.

Een stabilisering van de elektronenstroom bleek beslist noodzakelijk. Men kan hiertoe b.v. de potentiaal van de elektrode G_1 vastleggen en in de katodeleiding een weerstand opnemen. Via de ruimtelading wordt de elektronenstroom dan gestabiliseerd door het spanningsverlies over de katodeweerstand.

Men kan het massaspectrum opnemen met een oscillograaf of met een registreerinstrument, zoals vroeger beschreven [3]).

De werking van het omegatron met zijplaten

Beschouwen wij het denkbeeldige vlak, aangebracht in het midden van het omegatron loodrecht op de richting van het magneetveld. *Fig. 5*, waarin ter vereenvoudiging de ringen zijn weggelaten, toont het verloop van de elektrostatische equipotentiaallijnen in dat vlak. Het magneetveld is naar de lezer toe gericht. De elektrodes C en C' bezitten een negatieve potentiaal van enkele tientallen volt ten opzichte van A en H. De invloeden van het hoogfrequente elektrische wisselveld en de ruimtelading in het omegatron zullen wij in eerste instantie buiten beschouwing laten. Metingen van het elektrische veld in het omegatron met behulp van de elektrolytische trog [5]) laten zien dat overal in het be-

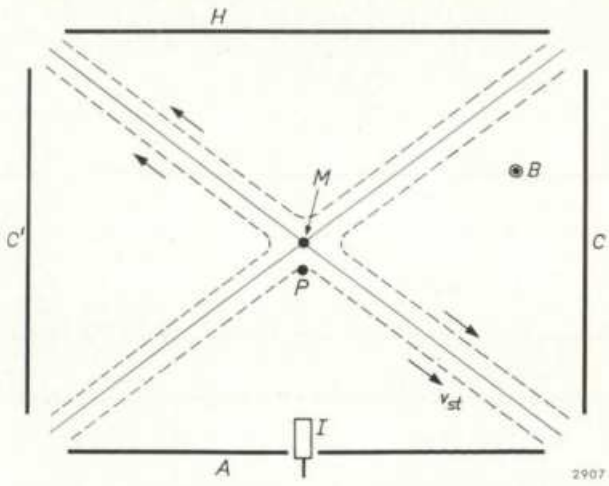


Fig. 5. Doorsnede van het omegatron loodrecht op de richting van het magneetveld. M is het midden, P is de plaats waar de ionen gevormd worden. I ionencollector. A en H elektrodes voor het hoogfrequente elektrische wisselveld. C en C' zijplaten die een negatieve potentiaal bezitten ten opzichte van A en H. De stippellijnen stellen equipotentiaallijnen voor.

[5]) Deze metingen zijn door J. L. Verster en L. G. J. ter Haar te Eindhoven verricht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schouwde vlak een kleine negatieve potentiaal van enkele tienden tot 1 volt ten opzichte van de elektrodes A, H en I bestaat, met uitzondering van de randgebieden om de ringen R. Positieve ionen lopen nu, naar gelang van de plaats waar zij gevormd worden, langs de equipotentiaallijnen op cycloïdale banen naar buiten toe. De richtingen zijn aangegeven in de figuur. Om te verhinderen dat de ionen ontsnappen in de richting die van de ionencollector af wijst, moeten de plaats P waar de ionen gevormd worden en het elektrische middelpunt M gelegen zijn zoals in fig. 5 is getekend. De scheiding van P en M wordt gedeeltelijk reeds veroorzaakt door de asymmetrie ten gevolge van de ionencollector I. Door de plaats van de elektrode H goed te kiezen, kan men de afgebeelde positie van P ten opzichte van M volledig bereiken.

Wordt er nu een hoogfrequent elektrisch wisselveld aangelegd, dan wordt op de cycloïdale baan die het ion reeds beschreef, nog een spiraalbaan gesuperponeerd. Wij kunnen ons de resulterende beweging zo voorstellen dat de ionen spiraalbanen beschrijven waarvan de middelpunten zich met de snelheid v_{st} naar buiten bewegen. Het gevolg zal zijn dat de ionen die niet in resonantie zijn, naar buiten getrokken worden. De ruimtelading zal hierdoor kleiner worden. De ionen die wèl in resonantie zijn, zullen een baan verkrijgen die een optimale ionenvangst aan de ionencollector mogelijk maakt. Deze zeer ingewikkelde ionenbewegingen leiden tot ingewikkelde beschouwingen over de invloed der diverse te kiezen grootheden. Wij willen trachten deze in het kort weer te geven.

Om een optimale ionenvangst te bereiken moeten wij nog eisen stellen aan de grootte van het elektrostatische en van het hoogfrequente elektrische veld. De snelheid v_{st} is evenredig met de elektrostatische veldsterkte E_{st} en omgekeerd evenredig [6]) met de inductie B:

$$v_{st} \sim \frac{E_{st}}{B}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Men dient E_{st} zo groot te kiezen dat de potentiaal niet ernstig beïnvloed wordt door de ruimtelading. Een bovengrens voor E_{st} wordt echter gegeven door de amplitude van het hoogfrequente elektrische wisselveld. Dit is als volgt in te zien. De snelheid waarmee de straal van de spiraalbanen van de ionen die in resonantie zijn, toeneemt, is evenredig met het hoogfrequente veld [1]):

$$v_{hf} \sim \frac{E_{hf}}{B}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

[6]) L. Spitzer jr., Physics of fully ionized gases, Interscience Publishers, New York 1956.

Indien E_{st} te groot is gekozen, zal bij een te klein hoogfrequent elektrisch wisselveld E_{hf} het ion dat in resonantie is, in de ter beschikking staande tijd niet voldoende energie kunnen opnemen om de ionencollector te bereiken. Een vergroting van E_{hf} vergroot weliswaar de energie die het ion per omwenteling kan opnemen, maar beïnvloedt het scheidend vermogen $(m/\Delta m)$ in ongunstige zin. Het gebied waarbinnen E_{st} vrij te kiezen is, is hierdoor nogal beperkt.

Zoals reeds werd opgemerkt, wordt de bovengrens van de amplitude van het hoogfrequente elektrische wisselveld E_{hf} bepaald door het scheidend vermogen. De ondergrens van E_{hf} wordt daardoor bepaald dat bij de minimale waarde van E_{st} het ion dat in resonantie is, in de ter beschikking staande tijd voldoende energie moet kunnen opnemen om de ionencollector te treffen. Anders zal het ion de ionencollector niet bereiken en verloren gaan door botsing met andere elektrodes.

Ten slotte willen wij nog opmerken dat v_{st} en v_{hf} bij benadering onafhankelijk van de massa van de ionen zijn. De waarden die men instelt om de ionenstroom bij een bepaalde gasdruk zo groot mogelijk te doen zijn, gelden derhalve voor het gehele massaspectrum van willekeurige gasmengsels.

Wanneer de ionenvangst optimaal is, mogen wij voor α in verg. (4) de waarde 1 invullen. Dat dit geoorloofd is, valt uit *tabel II* af te lezen. Daar

Tabel II. Een vergelijking van de experimenteel bepaalde en de aan de literatuur ontleende waarden van de ionisatiewaarschijnlijkheid σ voor verschillende gassoorten. De eenheid is het aantal ionenparen per elektron en per cm weglengte.

Gassoort	Massa	σ_{exp}	σ_{lit}
H_2	2	3,6	3,6
He	4	1,63	1,36
N_2	28	10	10
CO	28	10,7	10
Ar	40	11,8	12

worden de waarden voor de ionisatie-waarschijnlijkheid σ, opgegeven in de literatuur, vergeleken met de waarden van σ die wij uit onze experimenten kunnen berekenen met de onderstelling dat $\alpha = 1$. Daartoe gaan wij als volgt te werk. Men meet de ionenstroom bij een bekende druk en een gegeven elektronenstroom. Met behulp van verg. (4) kan men dan σ bepalen, mits de weglengte s en de lengte L van de baan van de resonerende ionen bekend zijn. De weglengte s is een constante en voor de beschreven apparatuur gelijk aan 1,1 cm. De lengte L is een functie van de druk p, de inductie B, het hoogfrequente elektrische wisselveld E_{hf}, de massa

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

m van het ion in resonantie en de afmetingen van het omegatron. Vult men in verg. (4) de waarde van L in die men kan afleiden, dan wordt deze vergelijking:

$$i^+ = \alpha i^- p s \sigma \exp\left[-\frac{2{,}7\times10^{-5}\, r_0^2\, d_0}{\lambda_0 p_0}\,\frac{B^2 p}{V_{\rm hf} m}\right]. \quad (7)$$

Hierbij is $\lambda_0 p_0$ het van de druk onafhankelijke produkt van vrije weglengte en druk [7][8]), p is de gasdruk van de enige gassoort die wij in het omegatron aanwezig onderstellen en $V_{\rm hf}$ is de effectieve hoogfrequente spanning; voor de betekenis van r_0 en d_0, zie fig. 2.

De met formule (7) bepaalde waarden van σ stemmen overeen met de uit de literatuur bekende waarden wanneer men $\alpha = 1$ kiest. Met andere woorden, alle resonerende ionen die niet met gasmoleculen botsen, komen op de collector. *Fig. 6* geeft het resultaat voor helium. Uit tabel II kan men opmaken dat voor andere gassen de overeenkomst nog beter is.

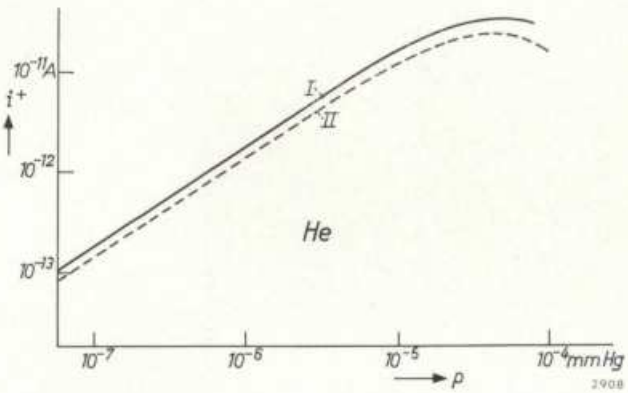


Fig. 6. De ionenstroom i^+ als functie van de druk p, met uitsluitend helium in het omegatron. Kromme I geeft de experimentele waarden, kromme II de theoretische waarden.

De instelling van het omegatron

In het bovenstaande is aangetoond dat men met het omegatron kwantitatieve onderzoekingen kan verrichten. We bespreken nu de nadere keuze van een aantal grootheden die de eigenschappen van het omegatron beïnvloeden.

1) De elektrostatische veldsterkte in het omegatron moet door de kleine positieve spanning V_R en de negatieve spanning $V_{CC'}$ aan de platen C en C' zo worden ingesteld dat de ionenstroom van de ionen in resonantie, bij een gegeven druk maximaal is. Het instellen van deze waarden moet zorgvuldig geschieden. Het blijkt nl. dat men met het omegatron ook een ionenstroom kan verkrijgen zonder dat een hoogfrequent elektrisch wisselveld is aangelegd. Deze zg. reststroom

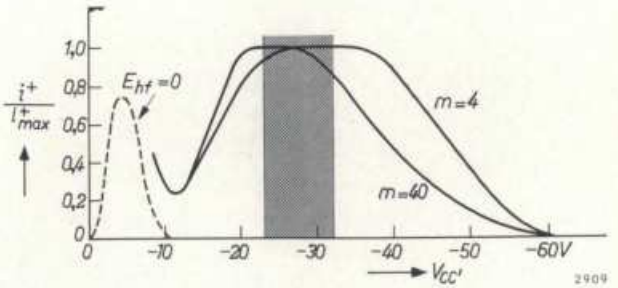


Fig. 7. Invloed van de negatieve potentiaal $V_{CC'}$ aan de zijplaten C en C' op de ionenstroom i^+. $V_R = 0{,}15$ V; $V_{\rm hf} = 1$ V$_{\rm eff}$; $i^- = 1$ μA; $B = 0{,}5$ Wb/m².
De getrokken lijnen geven de relatieve ionenstroom voor de massa's 4 en 40. De stippellijn is de ionenstroom die de collector treft zonder hoogfrequent wisselveld (reststroom). Het grijze gebied is het werkgebied.

is evenredig met de totale druk, de som van de drukken van alle gascomponenten. Hij is daaraan te wijten dat bij kleine negatieve spanningen aan de zijplaten C en C', een sterke ruimtelading kan optreden. De potentiaal van de plaats waar de ionen gevormd worden, kan dan gelijk worden aan de potentiaal van de ionencollector. De reststromen die men in dat geval meet, zijn in *fig. 7* en *8* gestippeld weergegeven. De getrokken krommen geven het verband tussen de ionenstroom en respectievelijk V_R en $V_{CC'}$ aan, wanneer de amplitude van de hoogfrequente elektrische spanning 1 V$_{\rm eff}$ en de inductie 0,5 Wb/m² bedraagt. In het gebied van V_R of $V_{CC'}$ waar zonder hoogfrequent veld een reststroom optreedt, zullen ook bij aanwezigheid van dit veld ionen die niet in resonantie zijn, de collector treffen. Hierdoor is het mogelijk dat bij de getrokken krommen in fig. 8 de verhouding $i^+/i^+_{\rm max}$ de waarde 1 overschrijdt. Om van het verschijnsel van de reststroom geen last te ondervinden, kiest men het best

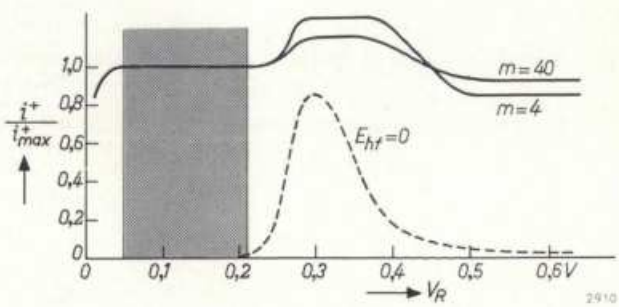


Fig. 8. Invloed van de positieve potentiaal V_R aan de ringen R op de ionenstroom i^+. $V_{CC'} = -25$ V; $V_{\rm hf} = 1$ V$_{\rm eff}$; $i^- = 1$ μA; $B = 0{,}5$ Wb/m². De stippellijn is de ionenstroom die de collector treft zonder hoogfrequent wisselveld. Het grijze gebied is het werkgebied.

[7]) R. Jaeckel, Kleinste Drucke, ihre Messung und Erzeugung, Springer, Berlijn 1950.
[8]) S. Dushman, Scientific foundations of vacuum technique, Wiley, New York 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een kleine positieve spanning V_R en grote negatieve spanningen $V_{CC'}$ (zie de grijze gebieden in fig. 7 en 8). Vanwege de reeds genoemde oppervlaklaagjes op de elektrodes kunnen de optimale waarden van buis tot buis verschillen.

2) Volgens de vergelijkingen (4) en (7) is de ionenstroom bij gegeven druk onafhankelijk van de hoogfrequente wisselspanning V_{hf} als $\lambda \gg L$ is. Wanneer aan deze voorwaarde niet meer is voldaan, neemt de ionenstroom af, en wel voor lichte deeltjes sneller dan voor zware. Bij het beschreven omegatron neemt de ionenstroom sneller af dan men uit verg. (7) zou afleiden. Dit komt doordat bij aanwezigheid van elektrostatische velden in het omegatron de resonantiefrequenties een functie van de plaats worden. Er bestaat dan een kleinste waarde van de hoogfrequente spanning waarbij het de ionen die in resonantie zijn, nog juist gelukt om de ionencollector te bereiken [9]). Omdat het verlies aan ionen bij te kleine hoogfrequente spanning voor ieder soort ionen verschillend is, moet men altijd in het „verzadigingsgebied" werken: dit betekent dat de ionenstroom onafhankelijk van de hoogfrequente spanning moet zijn. Slechts dan worden de drukken van de verschillende componenten van het gasmengsel in de juiste verhouding gemeten. Meestal zal de waarde van de amplitude van de hoogfrequente wisselspanning ongeveer 1 V_{eff} bedragen.

3) De invloed van de spanning V_T van de elektronencollector op de ionenstroom is gering zolang deze elektrode schoon is.

4) Volgens verg. (4) zal bij gegeven druk de ionenstroom een lineaire functie van de elektronenstroom zijn. Kiest men een te grote elektronenstroom, dan zullen de vele gevormde ionen een grote ruimtelading veroorzaken, die het elektrostatische veld beïnvloedt. De ionenstroom zal dan geen lineaire functie van de elektronenstroom meer zijn. *Tabel III* geeft voor verschillende drukgebieden de maximaal toelaatbare elektronenstromen waarbij, onafhankelijk van de massa, het verband tussen ionenstroom en elektronenstroom nog lineair is.

Drukgebied, scheidend vermogen en meetnauwkeurigheid

Met formule (7) kan men berekenen dat de maximaal toelaatbare druk 10^{-5} mm Hg bedraagt, bij een inductie $B = 0{,}5$ Wb/m² en een amplitude van de hoogfrequente elektrische wisselspanning $V_{hf} = 1$ V_{eff}. Onafhankelijk van de gassamenstelling geldt dan nog dat $\lambda \gg L$. Voor lagere drukken dan 10^{-5} mm Hg is het verband tussen ionenstroom en elektronenstroom dan lineair mits de elektronenstroom niet groter dan 1 μA gekozen wordt (zie hierboven).

De laagste druk p_{min} die men meten kan met het omegatron, wordt bepaald door de kleinste ionenstroom die met de versterker nog gemeten kan worden, bij maximaal toelaatbare elektronenstroom:

$$p_{min} = \frac{i^+_{min}}{s\sigma i^-_{max}} . \quad . . . . \quad (8)$$

Vullen wij in: $i^+_{min} = 10^{-16}$ A, $i^-_{max} = 3\times10^{-5}$ A $s = 1{,}1$ cm en $\sigma = 10$, dan wordt $p_{min} = 3\times10^{-13}$ mm Hg. De laagste druk in ons laboratorium gemeten is ongeveer $p_{min} = 1\times10^{-12}$ mm Hg. Zoals boven is opgemerkt, kunnen sommige gassen alleen uit hun ionenspectrum geïdentificeerd worden. Treden daarbij intensiteitsverschillen van 1 : 100 op voor de verschillende massagetallen, dan wordt de laagste druk die men van één bepaalde gassoort meten kan, $p_{min} \approx 3\times10^{-11}$ mm Hg.

Voor het geïdealiseerde omegatron, d.w.z. een omegatron waarin het elektrostatische veld en de thermische energie van de ionen in de richting van het magneetveld nul zijn, geldt de volgende uitdrukking voor het scheidend vermogen [1]):

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{eS_0B^2}{2\hat{E}_{hf}m} . \quad . . . . . \quad (9)$$

Verg. (9) is afgeleid met de veronderstelling dat in het opgenomen spectrum de pieken voor de massa's m en $m \pm \Delta m$ tot aan de voet van elkaar gescheiden zijn. In ons geval is S_0 de afstand van de ionencollector tot het punt op de equipotentiaallijn waar zich het middelpunt van de spiraalbaan bevindt na de totale vluchttijd van het ion dat in resonantie is. Bij het geïdealiseerde omegatron is $S_0 = R_0$. Gewoonlijk kan men met een inductie $B = 0{,}5$ Wb/m² en een hoogfrequente spanning $V_{hf} = 1$ V_{eff} een dusdanig scheidend vermogen bereiken dat bij massagetal 30 nog één massa-eenheid kan worden

Tabel III. De toelaatbare elektronenstroom i^- voor verschillende gebieden van de totale druk p. Hoe hoger de totale druk, des te kleiner de toelaatbare elektronenstroom.

p mm Hg	i^- μA
$\leqq 10^{-8}$	30
$\leqq 10^{-7}$	10
$\leqq 10^{-5}$	1

[9]) W. M. Brubaker en G. D. Perkins, Rev. sci. Instr. **27**, 720, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gescheiden. In het ideale omegatron ligt dit volgens verg. (9) bij het massagetal 39. Een vergroting van het scheidend vermogen kan bereikt worden door het magneetveld te vergroten. Een verkleining van de hoogfrequente wisselspanning vergroot het scheidend vermogen maar weinig, doordat deze spanning slechts binnen het verzadigingsgebied gevarieerd mag worden.

De gevoeligheid van de beschreven buis blijft bij schone elektrodeoppervlakken tot op 10% constant. Als de geometrie voor verschillende buizen gelijk is, is de gevoeligheid het ook. In ons laboratorium zijn ongeveer 40 van deze omegatrons op hun reproduceerbaarheid beproefd. De aanwezigheid van gassen en dampen als H_2O, CH_4, C_2H_6 en CO_2 tot drukken van maximaal 10^{-5} mm Hg veroorzaakt ook na enige weken geen verandering in de gevoeligheid. Zowel Hg als HCl aan de elektrodes doet de gevoeligheid echter sterk veranderen. De nauwkeurigheid waarmee de druk van een zuiver gas bepaald kan worden, bedraagt 10%. Bij een gasmengsel kan de fout veel groter zijn, met name indien verschillende componenten van het gasmengsel een bijdrage geven tot dezelfde massa (zie tabel I). Alle gassen die minder dan 10% tot de ionenstroom bij deze massa bijdragen, blijven onopgemerkt.

Het beschreven type omegatron wordt bij Philips voor velerlei onderzoekingen gebruikt, zoals de analyse van restgassen in vacuümapparatuur en in elektronenbuizen, het onderzoek van reacties tussen getter en gas, het bepalen van de gasafgifte van glassoorten, enz.

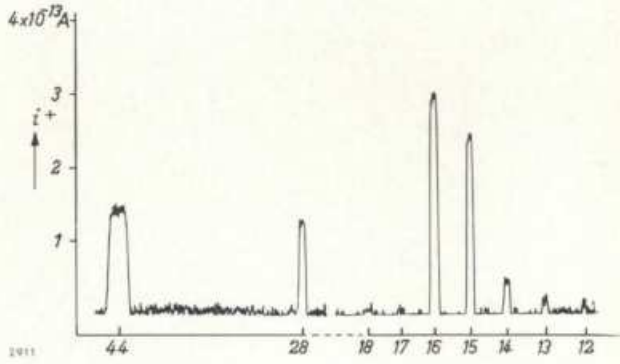


Fig. 9. Massaspectrum van het restgas in een vacuümsysteem waarin een bariumgetter is verstoven. Aanwezige gassoorten:
CH_4: $2{,}8\times10^{-9}$ mm Hg, N_2: 2×10^{-10} mm Hg,
CO_2: $1{,}0\times10^{-9}$ mm Hg, C_2H_6: 2×10^{-10} mm Hg,
CO: 8×10^{-10} mm Hg, H_2O: 1×10^{-10} mm Hg.

Fig. 9 geeft een eenvoudig voorbeeld van een massaspectrum, verkregen bij het onderzoek van restgassen van een goed ontgast glazen systeem met een bariumgetterspiegel.

Samenvatting. Bij de vervaardiging van elektronenbuizen en andere industriële produkten en ook bij het hoogvacuümwerk in laboratoria is het van belang niet alleen de totale druk, maar ook de samenstelling van het in vacuüm aanwezige restgas te kennen. Voor dit doel gebruikt men vaak het omegatron. Dit instrument levert in zijn oorspronkelijke vorm alleen kwalitatieve uitkomsten. In dit artikel wordt een type omegatron beschreven waarmee het mogelijk is kwantitatieve analyses te verrichten. Ten einde dit te bereiken, zijn een paar zijplaten aan de oorspronkelijke vorm van het instrument toegevoegd. Door deze platen een geschikte potentiaal te geven, is het mogelijk ervoor te zorgen dat de ionenstroom bij elke massa die in resonantie is, optimaal wordt.

Met een magnetische inductie $B = 0{,}5$ Wb/m² en een amplitude van de hoogfrequente elektrische wisselspanning van 1 V_{eff} bedraagt de maximaal toelaatbare druk 10^{-5} mm Hg. De laagste druk die men van één bepaalde gassoort meten kan, is $p_{min} \approx 1\times10^{-12}$ mm Hg, wanneer men de beschikking heeft over een gelijkstroomversterker die 10^{-16} A nog aantoont. Het scheidend vermogen is dusdanig dat massa's 30 en 31 nog geheel kunnen worden gescheiden. De meetnauwkeurigheid bedraagt 10%.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ENKELE METHODES TER VERKRIJGING VAN STABIELE TRANSISTORS

door J. J. A. PLOOS van AMSTEL.

621.794:621.382.3

Een van de grootste problemen bij de fabricage van transistors is ze stabiel te maken, d.w.z. ze zo te maken dat hun eigenschappen in de loop van de tijd niet veranderen. Voor veranderingen is het oppervlak van de transistor verantwoordelijk. Men moet er daarom voor zorgen dat het oppervlak verkeert in omstandigheden die veranderingen tot een minimum beperken.

Van lagentransistors werd oorspronkelijk gehoopt en verwacht dat hun eigenschappen van nature weinig zouden veranderen en dat de transistors, bij oordeelkundig gebruik, dus een vrijwel onbeperkte levensduur zouden hebben. Uit de theorie van deze transistors blijkt immers dat hun werking wordt bepaald door de afmetingen en de materiaaleigenschappen van de samenstellende lagen, dus van de emissor, de basis en de collector [1]), en er was geen reden te veronderstellen dat deze afmetingen en eigenschappen bij normaal gebruik zouden veranderen. Natuurlijk moet ervoor gezorgd worden dat op plaatsen waar de *P*-*N*-overgangen het oppervlak bereiken (zie *fig. 1*) geen oppervlaklaag bestaat die een ongewenste verbinding tussen de *P*- en de *N*-gebieden zou kunnen opleveren. Bij de fabricage van transistors is het schoonetsen van het buitenoppervlak dan ook steeds een van de normale bewerkingen.

De optimistische verwachtingen omtrent de onveranderlijkheid van transistors zijn echter niet bewaarheid. Reeds spoedig is gebleken dat, ook na het etsen, de toestand van het germaniumoppervlak een grote invloed heeft op de eigenschappen van de transistor. De waargenomen veranderingen in eigenschappen hebben hun oorzaak veelal in veranderingen van dit oppervlak — waarbij men o.a. moet denken aan geadsorbeerde vreemde moleculen en atomen —, die op hun beurt weer samenhangen met de toestand van de omgevende atmosfeer. Het lag voor de hand dat men trachtte verbetering te verkrijgen door de transistors hermetisch in te kapselen. Dit bleek echter niet afdoende: bij levensduurproeven bleven de transistorgrootheden — vooral de stroomversterkingsfactor — veranderen. Het verkrijgen van stabiele transistors bleek moeilijker dan aanvankelijk gedacht werd.

In vele laboratoria is het onderzoek van het germaniumoppervlak, en van halfgeleideroppervlakken in het algemeen, experimenteel en theoretisch ter hand genomen [2]). Een der oogmerken was het opsporen van methodes om omstandigheden voor het

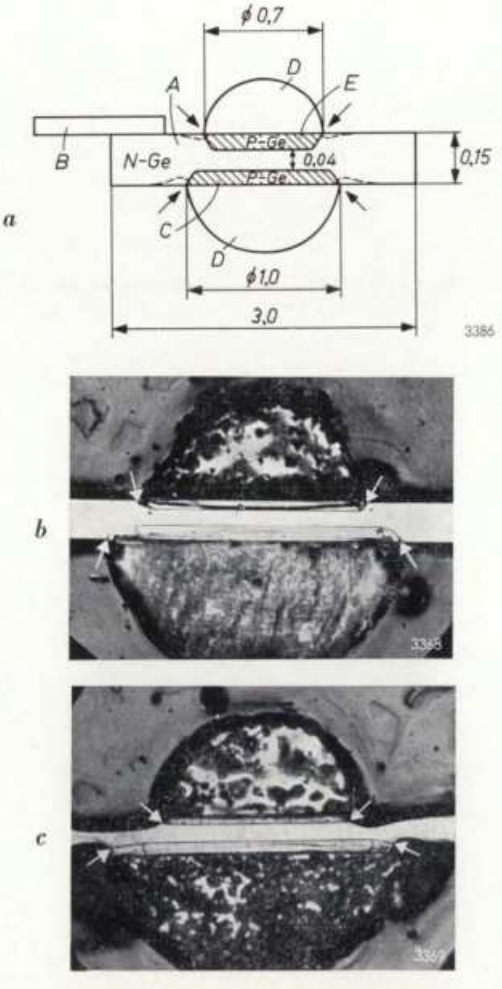


Fig. 1. *a*) Schematische doorsnede van een *P*-*N*-*P*-lagentransistor, gemaakt volgens de zg. legeringsmethode. *A* germaniummonokristal van type *N* in de vorm van een rechthoekig plaatje (afmetingen 3 bij 2 bij 0,15 mm). *B* basiscontact. *C* collector; dit deel van het germaniumkristal is door legering met het acceptormateriaal *D* tot *P*-germanium geworden. *E* emissor, eveneens *P*-germanium door legering met acceptormateriaal *D*. Maten in mm. Bij de pijltjes bereiken de *P*-*N*-overgangen het oppervlak. Na schoonetsen van het buitenoppervlak verloopt dit oppervlak volgens de streeplijnen. *b*) Gepolijste doorsnede, waarop door etsen de verschillende gebieden zichtbaar zijn gemaakt. De pijltjes geven weer aan waar de *P*-*N*-overgangen het oppervlak bereiken. De transistor is hier omgeven met een laag schellak in verband met het maken van het preparaat.
c) Als (*b*), maar van een transistor waarvan het buitenoppervlak is schoongeëtst.

[1]) Zie b.v. F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Eenvoudige theorie van de lagentransistor, Philips techn. T. **17**, 201-214, 1955, en F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, De transistor bij grote stroomdichtheden, Philips techn. T. **18**, 20-27, 1956.

[2]) R. H. Kingston, Review of germanium surface phenomena, J. appl. Phys. **27**, 101-114, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

oppervlak te scheppen die goede transistors zouden opleveren en die bovendien zouden waarborgen dat in de loop van de tijd de transistors niet van eigenschappen zouden veranderen (stabiel zouden blijven). Dit artikel bevat enige resultaten van een onderzoek naar zulke stabilisatiemethodes, dat is uitgevoerd in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven. Het onderzoek betrof *N-P-N-* en *P-N-P-*germaniumtransistors voor lage frequenties en gering vermogen, die volgens de zg. legeringsmethode waren gemaakt. Een doorsnede van zo'n transistor (van type *P-N-P*) is afgebeeld in fig. 1. Hierin zijn ook de afmetingen vermeld.

Dat het oppervlak een grote invloed uitoefent op de transistorwerking, verklaart men door aan te nemen dat bij het oppervlak recombinatie van gaten en elektronen optreedt in een mate die sterk afhangt van de toestand van dit oppervlak. Om dit nader toe te lichten, denken we aan een *P-N-P-*transistor. Hier injecteert de emissor gaten in de basis, terwijl naar de collector gaten uit de basis worden afgevoerd. Treedt nergens in de basis recombinatie op, dan zullen — in een stationaire of quasistationaire toestand — alle geïnjecteerde gaten naar de collector verdwijnen en aldus tot de collectorstroom bijdragen. Dit is de toestand die men nastreeft. Verdwijnen in de basis echter gaten doordat ze met elektronen recombineren, dan zijn deze gaten voor de collectorstroom verloren. Dit zg. basisverlies is één van de twee oorzaken ervan dat de verhouding van collector- en emissorstroom, de zg. stroomversterkingsfactor α, kleiner is dan één [3]). Het is gebleken dat bij transistors van het legeringstype het basisverlies voor een belangrijk deel op rekening kan komen van de recombinatie bij het oppervlak. Veranderingen in de recombinatiesnelheid bij het oppervlak hebben derhalve grote invloed op het basisverlies en daardoor op het gedrag van de transistor.

We zullen nog iets nauwkeuriger nagaan hoe het komt dat de recombinatiesnelheid bij het oppervlak zo'n belangrijke rol kan spelen. Als we zeggen dat de recombinatiesnelheid aan het oppervlak groot is, bedoelen we dat een gat dat in de buurt van het oppervlak komt, groot gevaar loopt door recombinatie met een elektron verloren te gaan. Of bij het oppervlak inderdaad een sterke recombinatie plaatsvindt, hangt er nog van af of zich bij het oppervlak gaten bevinden die van het bestaande gevaar het slachtoffer kunnen worden. Dat deze gaten er zeker zullen zijn, kan men inzien door het geval te beschouwen dat aan het oppervlak in het geheel geen recombinatie optreedt. In *fig. 2a* is geschetst hoe in dit geval de stroomlijnen van de gatenstroom en de lijnen van constante gatenconcentratie ongeveer verlopen. Deze twee stellen lijnen staan loodrecht op elkaar, en de lijnen van constante concentratie moeten bovendien loodrecht op het oppervlak eindigen. Men ziet uit deze figuur dat de gatenstroom gedeeltelijk langs het oppervlak strijkt. Er zijn bij het oppervlak dus inderdaad gaten aanwezig, die door eventuele oppervlakrecombinatie te gronde kunnen gaan. Deze recombinatie maakt een correctie nodig op het beeld van fig. 2*a*. Het gecorrigeerde beeld zal er ongeveer uitzien als in fig. 2*b* is geschetst.

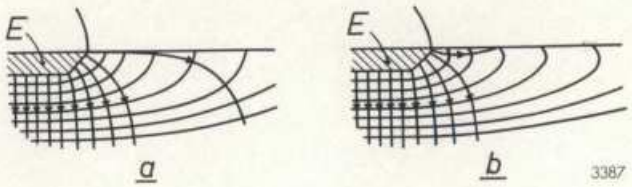


Fig. 2. Globale schets van het patroon van de lijnen van constante gatenconcentratie en van de stroomlijnen van de gatenstroom (met pijlpunten) in de basis van een *P-N-P*-legeringstransistor bij de rand van de emissor *E*. De twee stellen lijnen staan loodrecht op elkaar.
a) Het patroon in de onderstelling dat er geen gevaar bestaat voor recombinatie bij het oppervlak. De lijnen van constante gatenconcentratie moeten dan loodrecht op het oppervlak eindigen. De gatenstroom strijkt langs het oppervlak; bestaat er bij het oppervlak wèl gevaar voor recombinatie, dan zullen hieraan dus zeker gaten ten offer vallen.
b) Het patroon na correctie voor de bij het oppervlak optredende recombinatie. (De recombinatie in het inwendige van de basis is zowel in (*a*) als in (*b*) buiten beschouwing gelaten.)

Om een stabiele transistor te maken, zou men het liefst het oppervlak een zodanige behandeling geven dat de recombinatiesnelheid aldaar ongevoelig wordt voor invloeden van buiten. Hoewel in deze richting werk wordt verricht, zijn de resultaten tot nu toe niet bevredigend. In dit artikel zullen we ons uitsluitend bezighouden met de methode waarbij men het doel tracht te bereiken door te zorgen voor een geschikte *atmosfeer* om de transistor. Het spreekt wel vanzelf dat men dit alleen kan doen als de transistors in hermetisch gesloten omhullingen zijn ondergebracht. Dat hermetisch inkapselen op zichzelf niet voldoende is, zullen we straks nader toelichten. Het is gebleken dat bepaalde stoffen de recombinatiesnelheid aan het oppervlak niet slechts tot een aanvaardbare waarde beperken, maar deze bovendien constant houden, ook na langdurige beproeving, mits deze stoffen op de juiste wijze binnen de omhulling worden ondergebracht. Twee gunstige vertegenwoordigers van deze stoffen komen hier ter sprake, nl. water en arseen, waarbij vooral de invloed van water(damp) uitvoerig behandeld wordt.

Een gevoelige indicatie voor het basisverlies, en dus tevens voor de recombinatiesnelheid bij het oppervlak, is de verhouding van collector- en basisstroom. Deze „stroomversterkingsfactor", duidt men aan met α', ter onderscheiding van de eerder genoemde α, die de verhouding van collector-

[3]) De tweede oorzaak is het zg. emissorverlies; zie het eerste der in noot [1]) genoemde artikelen, blz. 207 e.v.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en emissorstroom voorstelt. Tussen α en α' bestaat het bekende verband

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1-\alpha},$$

zoals direct volgt uit het feit dat de som van emissor-, basis- en collectorstroom nul is (mits deze stromen positief worden gerekend als zij naar de transistor toe zijn gericht). Daar α weinig kleiner is dan één — althans voor een bruikbare transistor —, verandert α' veel sterker dan α. Om de invloed van de verschillende maatregelen op het oppervlak te beoordelen, is dan ook steeds α' gemeten.

De invloed van water

Het is bekend dat de recombinatiesnelheid bij het oppervlak afhangt van de bezetting van dit oppervlak met water [4]). Bij een oppervlak dat geheel droog is, is de recombinatiesnelheid groot, en α' dienovereenkomstig klein. Met toenemende waterbezetting neemt de recombinatiesnelheid bij het oppervlak af, en α' neemt dus toe. De veranderingen in α' die men bij transistors waarneemt, worden dan ook zeker voor een groot deel veroorzaakt door veranderingen in de waterbezetting van het oppervlak. Ook bij hermetisch ingekapselde transistors zullen, b.v. bij temperatuurvariaties, vrijwel zeker veranderingen in deze bezetting optreden. De migratie van het water kan zo traag verlopen dat men zelfs niet mag verwachten bij dezelfde temperatuur ook steeds dezelfde waarde van α' te vinden. Ook langzaam verlopende reacties waarbij water betrokken is, kunnen een rol spelen.

De meest voor de hand liggende methode om deze ongewenste invloed van water te elimineren, is te zorgen dat er in het geheel geen water binnen de transistoromhulling aanwezig is. Dit is een methode die inderdaad wordt toegepast, maar die het nadeel heeft dat men transistors krijgt met een lage waarde van α'. Het is gebleken dat de aanwezigheid van slechts een spoortje water reeds maakt dat α' geen constante waarde aanneemt.

In dit artikel bespreken we methodes waarbij getracht wordt binnen de transistoromhulling omstandigheden te scheppen waarbij het transistoroppervlak een zodanige waterbezetting krijgt dat α' een hoge waarde aanneemt, en waarbij tevens deze waterbezetting in de loop van de tijd gehandhaafd blijft, ook bij temperatuurvariaties.

Zoals reeds werd vermeld, neemt de recombinatiesnelheid bij het oppervlak af als de waterbezetting toeneemt. Bij constante temperatuur zal zich binnen de transistoromhulling een evenwicht instellen tussen de waterbezetting en de waterdampdruk: hoe hoger de waterdampdruk, des te dichter is de waterbezetting en des te groter dus ook α'. Al te hoog mag de waterdampdruk echter niet worden, want als het oppervlak te vochtig wordt, treden storende verschijnselen op doordat ionenstromen langs het oppervlak gaan lopen. Dit uit zich b.v. daarin dat de stroom-spanningskarakteristieken van de P-N-overgangen, opgenomen met wisselspanning, lussen gaan vertonen. Het is bekend dat bij een dichte waterbezetting de recombinatiesnelheid bij het oppervlak minder gevoelig wordt voor fluctuaties in deze bezetting [5]). Daardoor zal α', als functie van de waterdampdruk, bij constante temperatuur, neiging vertonen geleidelijk vlakker te worden (*fig. 3*). Ook de omstandigheid dat de

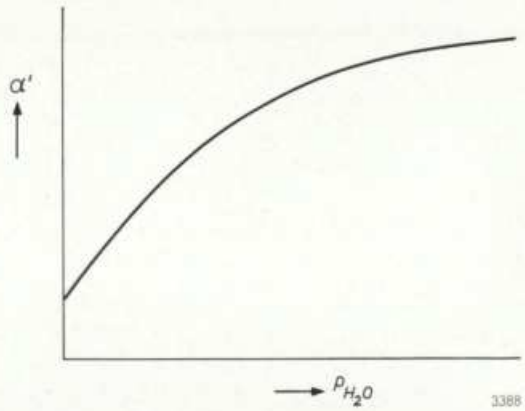


Fig. 3. Het is te verwachten dat bij constante temperatuur, en bij evenwicht tussen waterdampdruk en waterbezetting, de stroomversterkingsfactor α' als functie van de waterdampdruk p_{H_2O} globaal het geschetste verloop zal vertonen.

recombinatie bij het oppervlak geleidelijk aan belang verliest in vergelijking met de andere factoren die α' bepalen, te weten de recombinatie in het inwendige van de basis en het emissorverlies, draagt bij tot deze afvlakking. In lucht van kamertemperatuur met een relatieve vochtigheid in de buurt van 60% blijkt zich in het algemeen een gunstige waterbezetting in te stellen, d.w.z. dat dan α' groot is en weinig afhankelijk van fluctuaties in de waterdampdruk.

---

[4]) J. T. Wallmark en R. R. Johnson, Influence of hydration-dehydration of the germanium oxide layer on the characteristics of P-N-P-transistors, R.C.A. Review **18**, 512-524, 1957; ook A. J. Wahl en J. J. Kleimack, Factors affecting reliability of alloy junction transistors, Proc. Inst. Radio Engrs. **44**, 494-502, 1956.

[5]) J. H. Forster en H. S. Veloric, Effect of variations in surface potential on junction characteristics, J. appl. Phys. **30**, 906-914, 1959; ook J. R. A. Beale, D. E. Thomas en T. B. Watkins, A method of studying surface barrier height changes on transistors, Proc. Phys. Soc. **72**, 910-914, 1958, en G. Adam, Der Einfluss der Gasatmosphäre auf die Oberflächenrekombination bei Germanium, Z. Naturforschung **12a**, 574-582, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Stabilisering met een waterdampbuffer

Uit het voorgaande volgt dat men een stabiele transistor zal kunnen krijgen door binnen de omhulling een stof op te nemen — de stabilisator — die de waterdampdruk vastlegt op een gunstige waarde en die dus werkt als een buffer voor de waterdampdruk. De stabilisator zal een gunstige waterdampdruk moeten leveren bij alle temperaturen die de transistor gedurende normaal gebruik kan aannemen: stijgt de temperatuur, dan zal de waterdampdruk op bepaalde wijze moeten toenemen om de bestaande waterbezetting te handhaven. In een grafiek waarin horizontaal de temperatuur en verticaal de waterdampdruk is uitgezet, zal een gebied bestaan van gunstige combinaties van temperaturen en waterdampdrukken, dat er ongeveer uitziet als in *fig. 4* door arcering is aangegeven. Aan de stabilisator wordt de eis gesteld dat zijn waterdampdruk als functie van de temperatuur een kromme oplevert die binnen dit gunstige gebied valt voor het gehele temperatuurinterval dat voor de transistor van belang is.

Daar de waterbezetting in principe onder alle omstandigheden constant wordt gehouden, zullen traagheidsverschijnselen als gevolg van veranderingen in deze bezetting niet meer optreden.

Stabilisering door „formering" van het oppervlak

Bij de straks volgende bespreking van experimenten zal blijken dat men met behulp van een buffer voor de waterdamp redelijk stabiele transistors kan maken. Bij voortgezette beproeving, b.v. na enige duizenden gebruiksuren, gaat α' echter

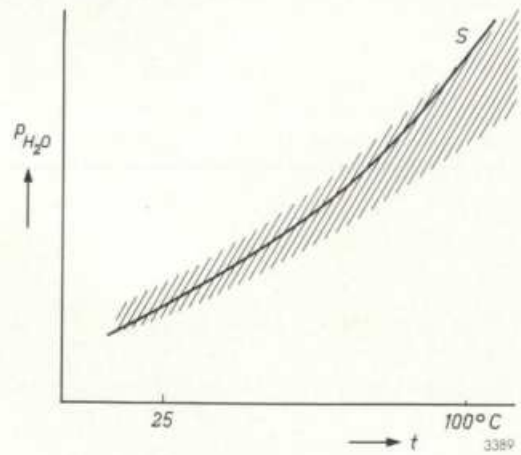


Fig. 4. Illustratie van de voorstelling die we ons maken van de stabilisering van transistors met behulp van een waterdampbuffer. Horizontaal is uitgezet de temperatuur t, verticaal de waterdampdruk p_{H_2O} binnen de transistoromhulling. Het gearceerde gebied omvat combinaties van t en p_{H_2O} die een gunstige bezetting van het transistoroppervlak met water opleveren. De waterdampdruk van de stabiliserende buffer moet als functie van de temperatuur een kromme S leveren die binnen het gunstige gebied valt in het temperatuurinterval dat voor de transistor van belang is.

meestal toch afnemen. Gelukkig kan men dit bezwaar overwinnen door de stabiliseringsmethode enigszins te wijzigen. Men gebruikt dan een buffer die bij kamertemperatuur zo'n lage waterdampdruk levert dat de waterbezetting aanzienlijk beneden het gebied van gunstige waarden blijft (gebied I in *fig. 5*). Een transistor die van zo'n buffer is voorzien

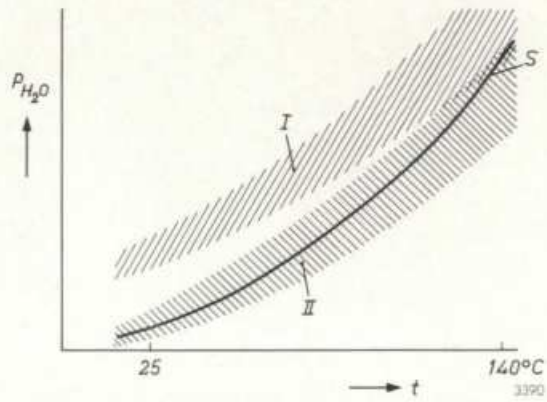


Fig. 5. Schematische voorstelling van een werkhypothese nopens het stabilisatieproces door „formering" bij gebruik als stabilisator van een waterdampbuffer die een lage waterdampspanning levert. t temperatuur. p_{H_2O} waterdampdruk. Curve S geeft de waterdampdruk geleverd door de stabilisator. Gebied I bestrijkt de combinaties van druk en temperatuur die beantwoorden aan een gunstige waterbezetting van het *niet*-geformeerde germaniumoppervlak. Bij het formeren (langdurig verhitten op 140 °C) gaat dit gebied over in gebied II.

heeft dan ook een kleine α' zolang hij niet een speciale behandeling heeft ondergaan. De speciale behandeling bestaat uit een verhitting op 140 °C gedurende enige dagen. Men kan zich voorstellen dat bij 140 °C de dampspanning van de buffer zover is opgelopen dat het gunstige gebied is bereikt. Gedurende de verhitting vindt iets als een „formering" van het oppervlak plaats [6]). Wij stellen ons voor dat voor het geformeerde oppervlak het gebied van gunstige combinaties van temperatuur en waterdampdruk zodanig is verschoven dat de kromme voor de waterdampdruk van de buffer thans geheel binnen het gunstige gebied valt (fig. 5).

Experimenten

Drogen van transistors

Om de invloed van waterdamp op transistors systematisch te onderzoeken, zijn transistors aan een droogproces onderworpen, gedurende welk proces de verandering van α' gevolgd werd. Het drogen geschiedde zowel in vacuüm als in lucht. Om een transistor in vacuüm te drogen, wordt deze ingesmolten in een vrij grote glazen buis (*fig. 6*). In

[6]) J. T. Wallmark, Influence of surface oxidation on alpha c.b. of germanium P-N-P-transistors, R.C.A. Review **18**, 255-271, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

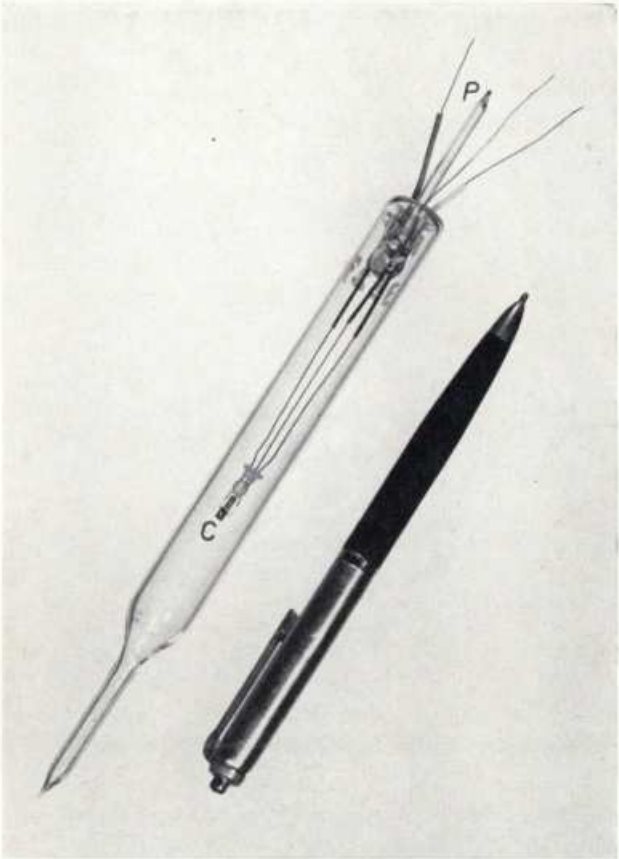


Fig. 6. Bij het onderzoek naar de invloed die waterdamp heeft op transistors, is gebruik gemaakt van transistors die zijn ingesmolten in glazen buizen die zo ruim zijn dat de transistor bij het insmelten vrijwel op kamertemperatuur blijft. In zo'n buis kan de transistor in vacuüm worden gedroogd. *P* is de pompstengel, *C* de transistor.

zo'n buis bevindt de plaats waar de toevoerdraden in het glas gesmolten zijn zich zo ver van de transistor dat deze gedurende het insmelten vrijwel onveranderd blijft. Evacueert men vervolgens de buis bij kamertemperatuur, dan daalt α' langzaam, maar ook na dagenlang pompen is nog geen eindwaarde bereikt: het aan het germanium gehechte water laat onder deze omstandigheden slechts zeer geleidelijk los. Pompt men bij verhoogde temperatuur, b.v. bij 100 °C, dan daalt α' sneller, maar ook nu is na enige dagen meestal geen eindwaarde bereikt. Pompt men bij 140 °C, dan is na zes uur α' gewoonlijk gedaald tot een eindwaarde, die 10 à 15% van de uitgangswaarde is.

De snelheid waarmee α' afneemt, hangt af van de voorbehandeling van de transistor, vooral van de etsbehandeling. Zo vertonen transistors die elektrolytisch in KOH zijn geëtst, bij evacuatie een veel snellere daling dan transistors die in zuur zijn geëtst. De eindwaarde die α' van de op verschillende manieren geëtste transistors na langdurig pompen bij hoge temperatuur bereikt, is echter steeds ongeveer even laag.

Laat men vervolgens een droge atmosfeer toe, b.v. droge lucht, droge zuurstof of droge stikstof, dan verandert α' niet of nauwelijks, ook niet na langdurig bewaren. Laat men echter een vochtige atmosfeer toe, dan stijgt α' weer. Soms gaat dit stijgen zeer snel: in 1 sec kan α' een factor 5 à 10 toenemen, om daarmee dikwijls zijn oorspronkelijke waarde weer te bereiken. De snelheid waarmee α' zich herstelt, hangt, evenals de snelheid van dalen, af van de voorbehandeling, dus van de manier van etsen en van de temperatuur waarop de transistor verhit is. Ook de vochtigheid van de toegelaten lucht speelt een rol bij de snelheid waarmee α' stijgt. Heel effectief is lucht met een relatieve vochtigheid van 60%. Na de eerste snelle stijging is meestal nog een geringe langzame toeneming tot een eindwaarde te zien.

Dat het herstel van de transistor inderdaad te danken is aan de waterdamp, wordt bevestigd door proeven waarbij zuivere waterdamp tot de in vacuum gedroogde transistors wordt toegelaten. α' herstelt zich dan op dezelfde wijze als bij vochtige lucht. *Fig. 7* is een afbeelding van een glazen toestel waarmee deze proeven zijn uitgevoerd.

Bij de droogproeven in lucht werden de transistors verhit in een oventje, waarbij de lucht vrij kon toetreden. Het gedrag van in lucht gedroogde transistors is in grote lijnen hetzelfde als dat van in vacuüm gedroogde: gedurende het drogen daalt α', en wel sneller naarmate de temperatuur hoger is. Ook nu daalt α' bij elektrolytisch in KOH geëtste transistors sneller (niet verder) dan bij in zuur geëtste transistors. Meestal zet de daling zich niet zover voort als bij drogen in vacuüm, maar daar is de droging dan ook rigoureuzer. Stelt men de transistors na de droging bloot aan vochtige lucht, dan herstelt α' zich ook nu weer, maar dit gaat gewoonlijk veel langzamer dan na droging in vacuüm. Telkens blijkt dat de toestand van het oppervlak (meer of minder oxydatie) geen invloed heeft op de regel dat een zekere bezetting van het transistoroppervlak met water nodig is om een grote α' te krijgen, maar dat deze toestand wèl invloed heeft op de details van het transistorgedrag, o.a. op de snelheid waarmee het water zijn werking voelbaar maakt.

Om nog op andere wijze te controleren of inderdaad de onttrekking van water aan het oppervlak verantwoordelijk is voor het afnemen van α', werden transistors op 140 °C verhit, waarbij gezorgd werd voor een verhoogde waterdampdruk om aldus een zekere bezetting van het oppervlak met water te handhaven. Het is gebleken dat bij een waterdampdruk van 300 à 400 mm Hg de oorspronkelijke waarden van α' vrijwel behouden blijven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

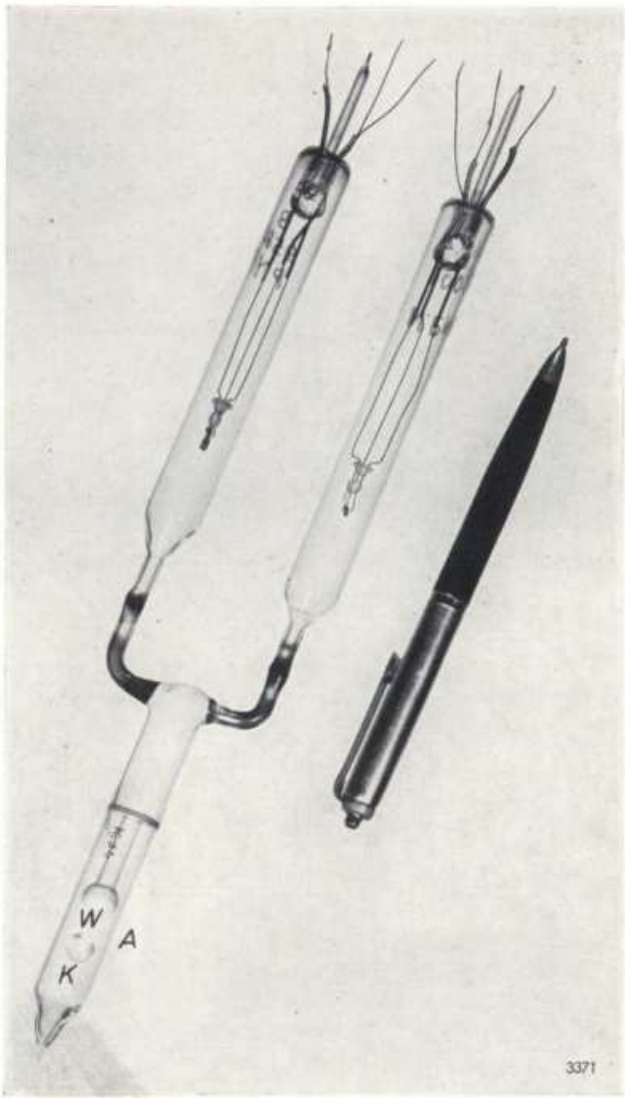


Fig. 7. Glazen toestel waarin zuivere waterdamp tot een in vacuüm gedroogde transistor kan worden toegelaten. Men verbrijzelt daartoe met de kogel K de bolvormige wand W die de ruimte A, waarin zich water bevindt, afsluit. De waterdampdruk regelt men met de temperatuur van de ruimte A (mits deze temperatuur lager is dan die van de ruimte waarin zich de transistor bevindt). In de afgebeelde uitvoering bevat het toestel een P-N-P- en een N-P-N-transistor, ten einde de gedragingen van deze twee typen te kunnen vergelijken.

Experimenten over stabilisering met een waterdampbuffer

Transistors worden veelal ingesmolten in kleine ballons. Men ziet in *fig. 8* dat de afmetingen van zo'n ballon toch nog groot zijn ten opzichte van die van het transistorkristal. Dit is nodig omdat het kristal zich zo ver van de insmeltplaats moet bevinden dat het bij het insmelten niet te heet wordt. Ter verdere bescherming van het kristal is de ballon met een of andere substantie gevuld. Silikoonvet voor hoogvacuümtoepassingen is een geschikte en veel gebruikte vulstof.

Op blz. 211 is beredeneerd dat men mag verwachten stabiele transistors te krijgen als men binnen de omhulling een buffer opneemt, die ervoor zorgt dat de waterdampdruk binnen de omhulling bij iedere temperatuur een gunstige waarde heeft. Silikoonvet dat enig vocht heeft opgenomen doordat het b.v. 24 uur aan lucht met een relatieve vochtigheid van

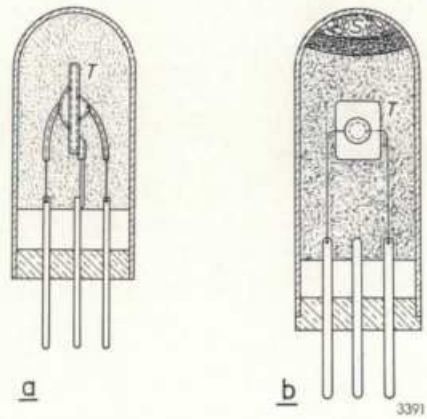


Fig. 8. *a*) Schets van een transistor T in zijn ballon. De ballon is grotendeels gevuld met een vulstof (b.v. silikoonvet) ter bescherming van het transistorkristal gedurende het insmelten. *b*) Schets van een transistor T in een ballon waarin een stabilisator of buffer S door een poreuze prop gescheiden van het silikoonvet is opgenomen. De buffer levert bij iedere temperatuur een zodanige waterdampdruk dat voortdurend een gunstige waterbezetting van het germaniumoppervlak gehandhaafd blijft.

30% blootgesteld is geweest, vervult deze taak reeds vrij redelijk. Uit *fig. 9* blijkt dat transistors met een vulling van droog silikoonvet reeds vlak na het insmelten lage waarden van α' vertonen, die bovendien in enige weken nog aanzienlijk dalen. Het transistoroppervlak verliest hier geleidelijk water. Dezelfde figuur toont dat bij een vulling met vochtig silikoonvet α' niet alleen veel groter is, maar bovendien redelijk constant blijft.

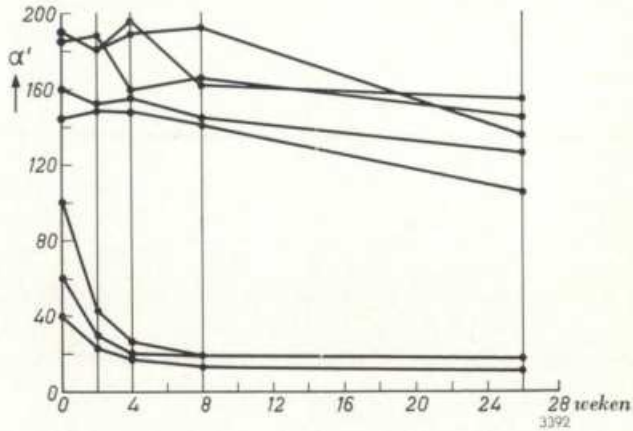
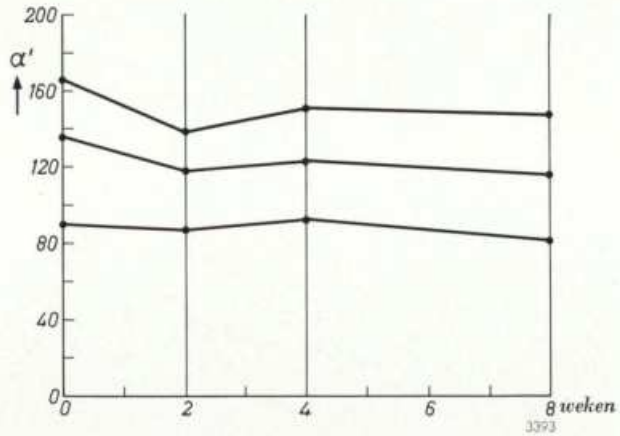


Fig. 9. Representatieve voorbeelden van het verloop van de stroomversterkingsfactor α' als functie van de tijd na insmelten van een transistor in zijn ballon, wanneer als vulstof droog silikoonvet (onderste drie krommen), dan wel vochtig silikoonvet (bovenste vijf krommen) wordt gebruikt. Bij de proeven was de omgevingstemperatuur 50 °C en er werd 50 mW in de transistors gedissipeerd; de temperatuur van het transistorkristal bedroeg daarbij 85 °C. Het betreft hier P-N-P-transistors, die elektrolytisch in KOH zijn geëtst. α' werd gemeten bij kamertemperatuur.

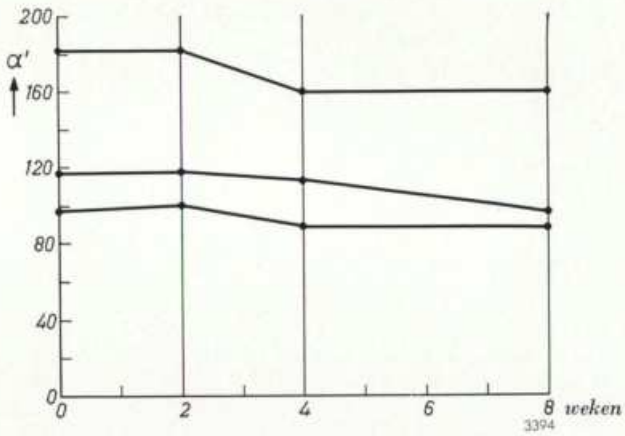
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

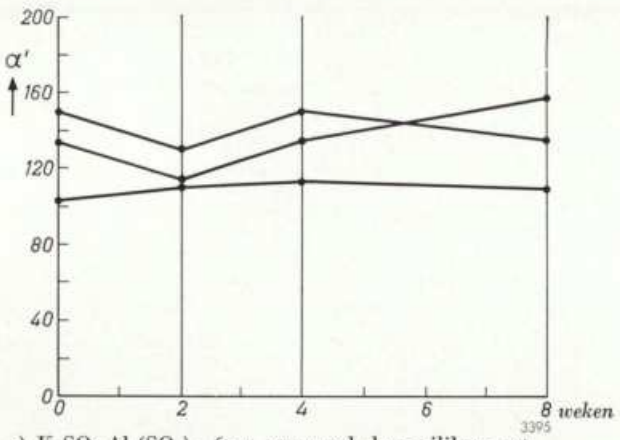
We hebben ook veel geëxperimenteerd met transistors waarin binnen de ballon, naast het silikoonvet, een afzonderlijke stof als waterdampbuffer is opgenomen. De buffer is door middel van een poreus propje van het silikoonvet gescheiden (fig. 8*b*), of door het vet gemengd. De *figuren 10a, b, c* en *d* bevatten voorbeelden van de gunstige werking van enkele dezer buffers (genoemd bij de figuren). Fig. 10*e* en *f* hebben betrekking op transistors die geen silikoonvet bevatten, maar alleen enigszins vochtig zand of silicagel, welke stoffen gelijktijdig als vulstof en als buffer dienen. De twee laatste



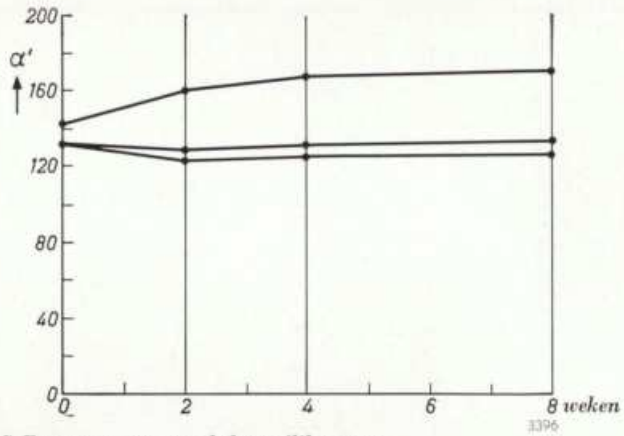
a) $BaCl_2.2aq$, gescheiden van silikoonvet (vgl. fig. 8*b*).



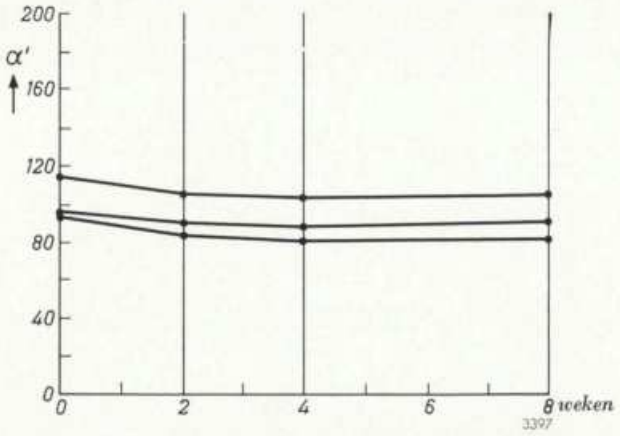
b) $K_2SO_4.NiSO_4.6aq$, gescheiden van silikoonvet.



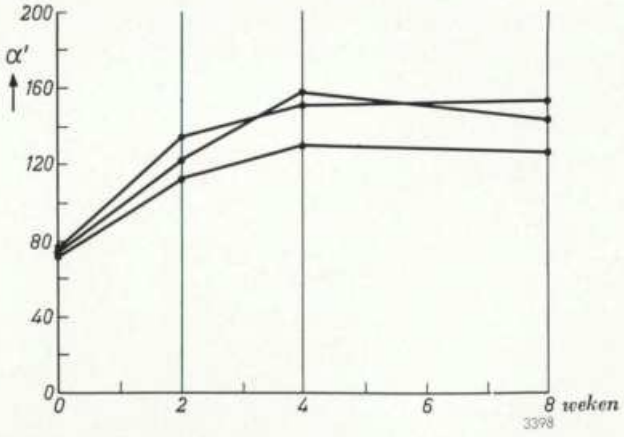
c) $K_2SO_4.Al_2(SO_4)_3$ .6aq, gemengd door silikoonvet.



d) Boorzuur, gemengd door silikoonvet.



e) Enigszins vochtig zand, dat tevens als vulstof dient.



f) Silicagel, dat tevens als vulstof dient.

Fig. 10. Voorbeelden van het gedrag van transistors met een in de ballon ondergebrachte buffer voor de waterdampdruk als stabilisator. Omgevingstemperatuur bij de proeven 50 °C; dissipatie 50 mW; temperatuur transistorkristal 85 °C. Meting van α' bij kamertemperatuur. De voorbeelden betreffen *P-N-P*-transistors die elektrolytisch in KOH zijn geëtst. Bij elke grafiek is de gebruikte stabilisator vermeld. Het niveau van α' is niet karakteristiek voor de gebruikte stabilisator.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voorbeelden steunen de hypothese dat het voornamelijk het vocht binnen de transistoromhulling is dat het gedrag van de transistor bepaalt, en niet het silikoonvet, of de combinatie van water en silikoonvet.

Bij fig. 10*f* valt op dat α' gedurende de eerste weken sterk toeneemt, en pas daarna vrijwel constant wordt. We schrijven dit daaraan toe dat de transistor water verliest bij het insmelten in zijn ballon. Door warmtegeleiding via de elektrodes wordt dan namelijk het transistorkristal vrij heet, terwijl de omgeving koel wordt gehouden, zodat de waterdampdruk aag blijft. Na het insmelten kan men dus een kleine α' verwachten. De waterbezetting is nu niet in evenwicht met de door de buffer geleverde waterdampdruk, maar het evenwicht herstelt zich bij kamertemperatuur slechts uiterst langzaam. Belast men de transistor, dan stijgt zijn temperatuur en het herstel van het evenwicht wordt versneld, wat zich uit in veranderingen van α'. Bewaart men de transistor gedurende enige dagen op 100 °C, dan heeft α' meestal reeds zijn eindwaarde vrijwel bereikt. Bij de transistors waarop fig. 10*f* betrekking heeft, is deze voorafgaande verhitting op 100 °C achterwege gebleven.

Men mag niet, om het herstel van de gunstige waterbezetting nog sneller te bereiken, de temperatuur boven ca. 100 °C opvoeren. De ervaring heeft geleerd dat bij deze hoge temperatuur, gepaard met de hoge waterdampdruk die de buffers dan leveren, het germaniumoppervlak onherstelbare schade ondervindt, wat zich o.a. uit in een bijzonder kleine α'. Slechts een hernieuwde etsing kan de transistor dan redden.

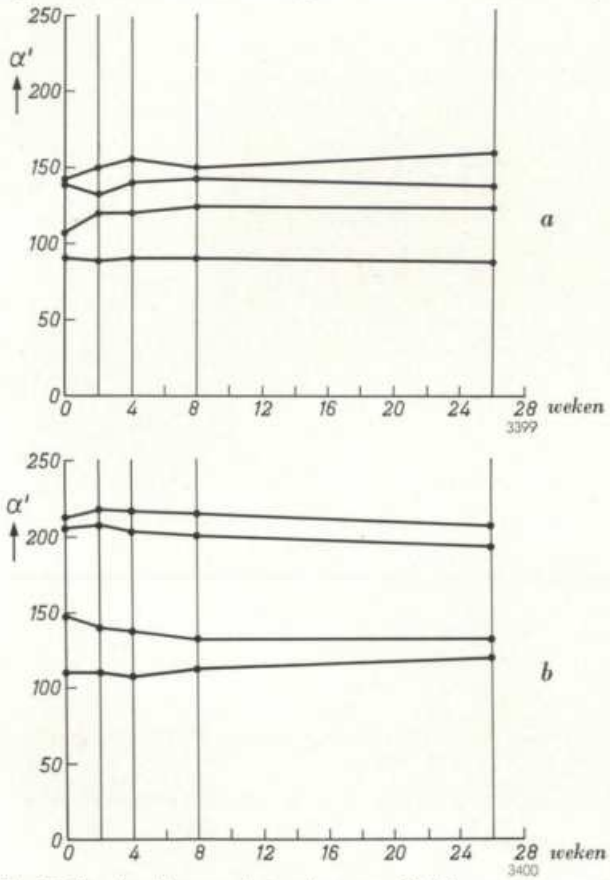


Fig. 11. Voorbeelden van het gedrag van α' bij duurproeven met transistors die door formering bij 140 °C zijn gestabiliseerd. Stabilisator 5% voorverhit boorzuur, gemengd door silikoonvet. Dissipatie 50 mW (5 mA, 10 V). Omgevingstemperatuur 50 °C. De temperatuur van het transistorkristal is dan 85 °C. α' werd bij kamertemperatuur gemeten. (Het niveau van α' is niet karakteristiek voor de stabiliseringsmethode of voor het type transistor.)
a) *P-N-P*-transistors.
b) *N-P-N*-transistors.

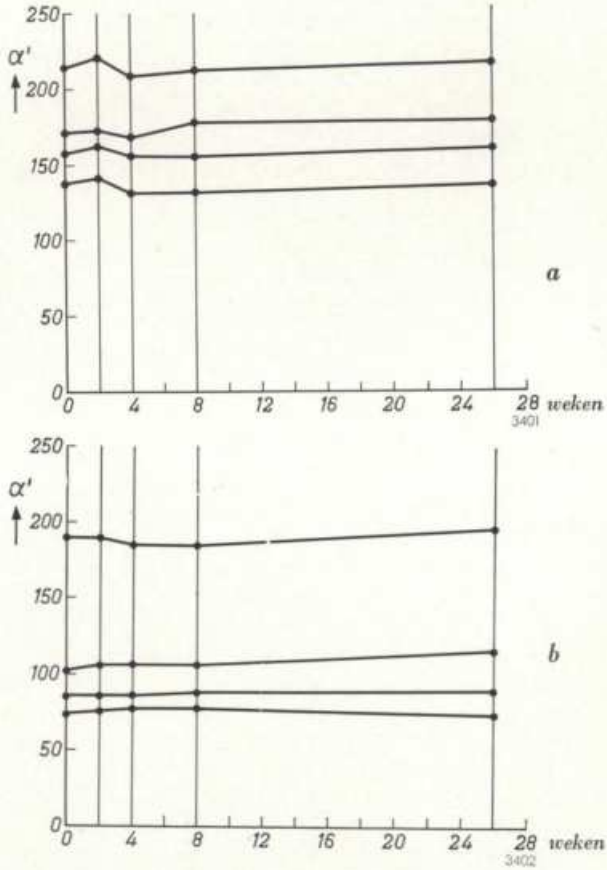


Fig. 12. Voorbeelden van het gedrag van α' bij ligproeven op 100 °C met door formering gestabiliseerde transistors. Stabilisator 5% voorverhit boorzuur, gemengd door silikoonvet. α' werd bij kamertemperatuur gemeten. (Het niveau van α' is niet karakteristiek voor de stabiliseringsmethode of voor het type transistor.)
a) *P-N-P*-transistors.
b) *N-P-N*-transistors.

Experimenten over stabilisering door „formering" van het oppervlak

Indien men transistors wil stabiliseren door het oppervlak te „formeren" (blz. 211), moet men een waterdampbuffer toevoegen die een geringere waterdampdruk levert dan voor de normale stabilisering vereist is. We hebben veel succes geboekt met transistorvullingen bestaande uit silikoonvet gemengd met enig boorzuur (b.v. 5 gew.-%) waaruit, door droging, water tot de juiste graad is verdreven. Formeert men de in hun ballons ingesmolten transistors door ze gedurende drie dagen op 140 °C te houden, dan ontstaan stabiele transistors met eigenschappen die in alle opzichten gunstig zijn. *Fig. 11* demonstreert de stabiliteit van α' bij duurproeven onder belasting; *fig. 12* geeft α' als functie van de tijd als de transistor op 100 °C bewaard wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

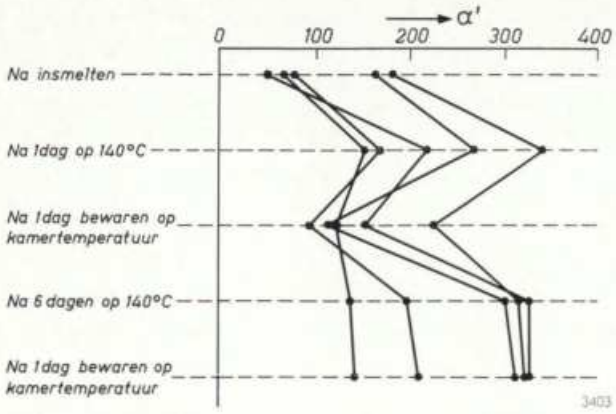


Fig. 13. Beeld van het verloop van α' van enige *P-N-P*-transistors, elektrolytisch geëtst in KOH, die aanvankelijk gedurende te korte tijd (één dag) en vervolgens lang genoeg (zes dagen) werden geformeerd. α' werd bij kamertemperatuur gemeten.

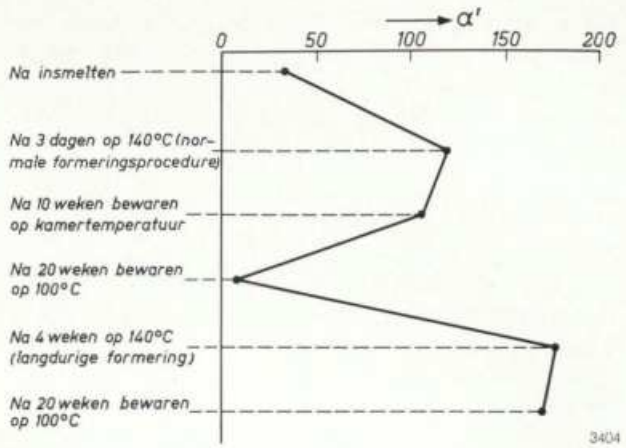


Fig. 14. Gedrag van α' bij een transistor die werd geformeerd met een stabilisator die een aanzienlijk lagere waterdampdruk leverde dan in de gevallen waarop fig. 11, 12 en 13 en tabel I betrekking hebben. α' werd bij kamertemperatuur gemeten.

Het is van veel belang dat het formeringsproces voldoende lang wordt voortgezet. Uit *fig. 13* blijkt dat α' vlak na het insmelten in de ballon een geringe waarde heeft, geheel volgens de verwachting. Na verhitting op 140 °C gedurende één dag blijkt α' aanzienlijk gestegen. Reeds nadat de transistor een dag op kamertemperatuur is bewaard, is α' echter weer sterk gedaald. De formering was niet afdoende. Na langdurig verhitten op 140 °C (hier 6 dagen) gaat echter de verkregen verbetering van α' niet meer verloren. Veel langer mag men de formering echter niet voortzetten, daar dan α' weer gaat afnemen.

Het is gebleken dat men langer moet formeren, of de formeringstemperatuur hoger moet kiezen, naarmate de dampdrukkromme van de buffer lager ligt. Ter illustratie hiervan is *fig. 14* opgenomen, die betrekking heeft op een transistor waarvan de ballon is gevuld met silikoonvet gemengd met boorzuur dat verder gedroogd is dan in de eerder besproken gevallen. In de praktijk zal men het silikoonvet-boorzuurmengsel zo kiezen dat de formering tot een verhitting op 140 °C gedurende enige dagen beperkt kan blijven. Een hogere temperatuur wil men liefst vermijden, daar reeds bij ca. 155 °C het indium van collector en emissor smelt.

Het is waarschijnlijk dat bij het formeringsproces — en misschien ook daarna — ook het silikoonvet, in combinatie met het boorzuur, een eigen gunstige invloed heeft. Het is mogelijk dat bij de formeringstemperatuur reacties tussen het silikoonvet en de boriumverbindingen optreden, die een gunstige invloed hebben op de transistoreigenschappen. Dat echter waterdamp ook bij het formeringsproces weer de hoofdrol speelt, blijkt uit het feit dat transistors met zeer kleine waarden van α' worden verkregen wanneer zich bovendien een droogmiddel, b.v. bariumoxyde, in de transistorballon bevindt.

Bij de beschreven stabilisatiemethode met formering in een silikoonvet-boorzuurmengsel worden niet alleen grote en stabiele waarden van α' verkregen, maar krijgen andere belangrijke transistorgrootheden tegelijkertijd gunstige waarden (*tabel I*). Zo zijn de verzadigingslekstromen der *P-N*-overgangen klein en verlopen niet. Dit in tegenstelling met de lekstromen bij vele thans nog gangbare transistors, die geleidelijk tot aanzienlijke waarden kunnen toenemen, vooral als de transistor zich op hoge temperatuur (b.v. 60 °C) bevindt. Uit de tabel blijkt dat ook de ruis, die dikwijls met de lekstromen gecorreleerd is, bij de geformeerde transistors een gunstige waarde heeft. In feite treden hier vrijwel de laagste waarden van de ruis op die men tot nu toe aan transistors heeft gemeten.

We vermelden nog dat het formeren ook op de I_E-V_{EB}-karakteristiek vrij veel invloed heeft (*fig. 15*).

Tabel I. De stroomversterkingsfactor α', de verzadigingslekstromen van collector- en emissorovergang, resp. I_{C0} en I_{E0}, en de ruis van representatieve exemplaren van *P-N-P*- en *N-P-N*-transistors, na verschillende opeenvolgende behandelingen. De transistorballons waren gevuld met silikoonvet gemengd met 5% boorzuur, waaruit door voorafgaande verhitting water tot een bepaalde graad was verdreven. De metingen geschiedden bij kamertemperatuur.

	P-N-P				*N-P-N*			
	α'	I_{C0} (μA)	I_{E0} (μA)	ruis (dB)	α'	I_{C0} (μA)	I_{E0} (μA)	ruis (dB)
Na elektrolytisch etsen in KOH	210	8	6	—	89	0,6	0,6	—
Na insmelten	56	26	22	—	40	1,3	1,2	—
Na 1 dag op 100 °C	75	—	—	—	68	—	—	—
Na 24 uur bewaren bij kamertemperatuur	60	2,8	2,7	4	53	4,4	3,5	6
Na 3 dagen op 140 °C (formeren)	158	—	—	—	164	—	—	—
Na 24 uur bewaren bij kamertemperatuur	158	1,8	1,6	4	172	0,3	0,2	4

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij P-N-P-transistors zijn na het formeren de doorslagspanningen van de twee P-N-overgangen meestal 20 tot 30% lager dan ervoor. Bij N-P-N-transistors blijven de doorslagspanningen vrijwel ongewijzigd.

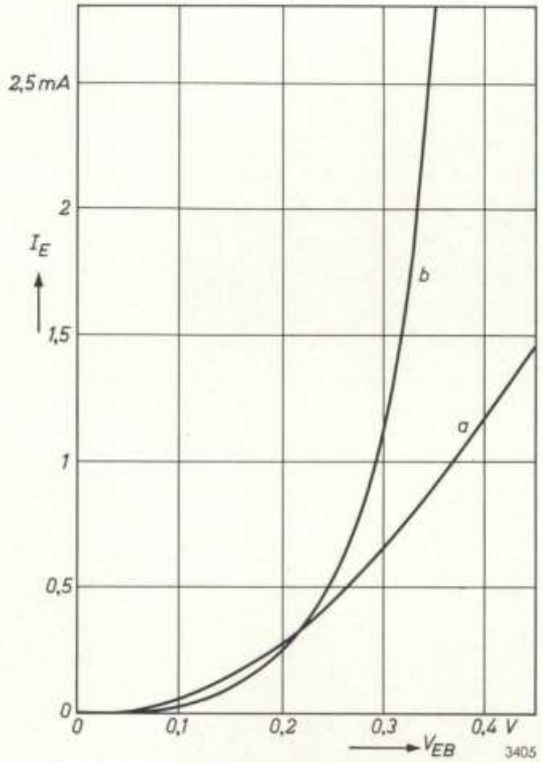


Fig. 15. Voorbeeld van de invloed van de formering op de I_E-V_{EB}-karakteristiek van een P-N-P-transistor, *a*) vóór formering, *b*) na formering.

Stabilisering met arseen

Niet alleen water heeft de eigenschap dat het bij een bepaalde bezetting van het germaniumoppervlak de oppervlakrecombinatie gering houdt. Tot de andere stoffen waarmee we met succes hebben geëxperimenteerd, behoort arseen. Op het eerste gezicht bestaat er geen verband tussen deze stof en water, en de lezer zal zich misschien afvragen hoe men op het idee is gekomen juist met arseen te gaan experimenteren. Dit is echter niet zo vreemd. Er zijn uitgebreide fysisch-chemische onderzoekingen verricht omtrent de invloed die water uitoefent op het oppervlak van halfgeleiders. Daarbij is gebleken dat water dat zich aan zo'n oppervlak hecht, de oppervlaklaag in de richting van type N dringt. Op N-germanium geeft water dus een oppervlaklaag die sterker van type N is dan het inwendige, en op P-germanium geeft het een oppervlaklaag die minder sterk van type P is dan het inwendige. Is het uitgangsmateriaal niet te sterk van type P, dan kan de oppervlaklaag zelfs van type N worden [7]). Men heeft zich afgevraagd of de zg. donorelementen, elementen dus als arseen, fosfor, antimoon en bismut, die men aan germanium pleegt toe te voegen om het van type N te maken, een soortgelijke invloed op het germaniumoppervlak zouden hebben als water. Dit bleek inderdaad het geval te zijn, en wel speciaal voor arseen en fosfor, welke donorelementen bij 140 °C reeds een aantoonbare dampspanning hebben.

We zullen alleen enige opmerkingen maken over de stabiliseringsmethode waarbij gedroogd silikoonvet, gemengd met enige procenten arseenpoeder, als vulstof voor de ballons is gebruikt. Dit mengsel lijkt in zijn uitwerking veel op het silikoonvet-boorzuurmengsel dat is toegepast bij de transistors die door formering met water werden gestabiliseerd. Ook nu is een formeringsperiode van enige dagen op 140 °C of hoger noodzakelijk. Men krijgt dan transistors met een hoge waarde van α' en een zeer goede stabiliteit (*fig. 16*). Het komt zelfs dikwijls voor dat we bij duurproeven geen enkele verandering van α' constateren.

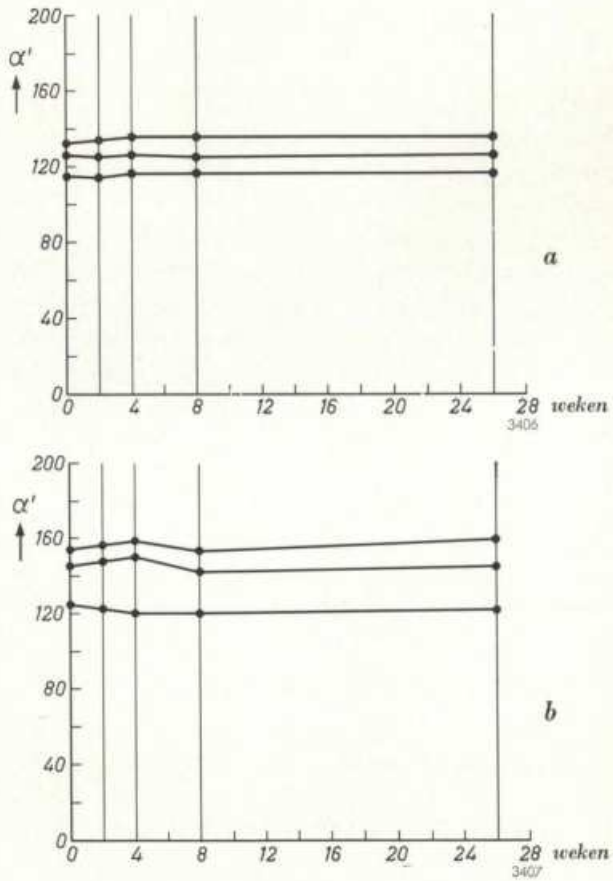


Fig. 16. Enige voorbeelden van de constantheid van α' bij transistors die met arseen zijn geformeerd. Voordat een meting van α' werd uitgevoerd, werd de desbetreffende transistor 24 uur onbelast op kamertemperatuur bewaard. *a*) Bij een dissipatie van 50 mW in de transistors en een omgevingstemperatuur van 50 °C, *b*) bij bewaren op 140 °C.

[7]) R. H. Kingston, Water-vapor-induced N-type surface conductivity on P-type germanium, Phys. Rev. **98**, 1766-1775, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men mag niet verwachten dat bij een temperatuur van 140 °C het arseen werkelijk in de oppervlaklaag van het germanium diffundeert en daar in het germaniumrooster wordt opgenomen op de manier

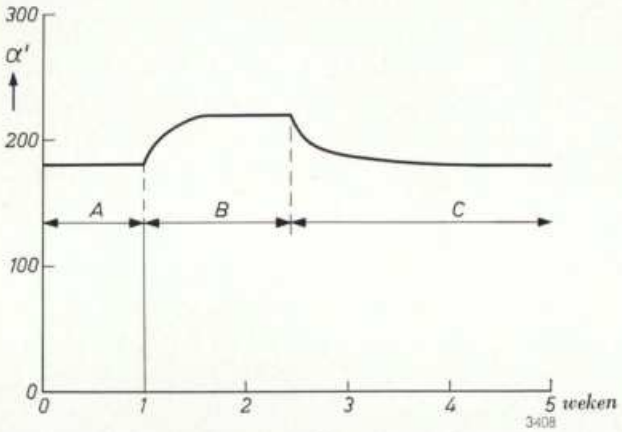


Fig. 17. Transistors die op 140 °C geformeerd zijn met arseen dat als poeder door het silikoonvet is gemengd, vertonen dikwijls een duidelijk ligeffect.
Periode *A*: transistor op kamertemperatuur.
Periode *B*: transistor op 100 °C.
Periode *C*: transistor op kamertemperatuur.

waarop dit normaliter met donorelementen gebeurt. Voor een merkbare diffusie zou de temperatuur op zijn minst 600 °C moeten bedragen. Experimenten hebben uitgewezen dat het arseen niettemin een oppervlaklaag veroorzaakt die sterk van type *N* is. Deze laag blijft bestaan zolang de transistor samen met het arseen hermetisch van de buitenlucht is afgesloten. Stelt men de transistor aan de buitenlucht bloot, dan gaat de oppervlaklaag veranderen en de transistor is niet meer stabiel. Brengt men een met arseen behandelde transistor in een ruimte die bij verhoogde temperatuur geëvacueerd wordt, dan gaat het effect van het arseen geheel verloren. Blijkbaar hecht het arseen zich slechts betrekkelijk zwak aan het germaniumoppervlak.

Een voordeel ten opzichte van de formering met silikoonvet-boorzuur is dat transistors worden verkregen die zeer goed bestand zijn tegen hoge temperaturen. Men kan ze b.v. zonder bezwaar maandenlang op de formeringstemperatuur van 140 °C houden; bij silikoonvet-boorzuur leidt dit meestal tot een aanzienlijke daling van α'.

Een complicatie is dat transistors die in KOH zijn geëtst en daarna met arseen geformeerd een duidelijk ligeffect vertonen. Als zulke transistors, na een ligperiode op kamertemperatuur, op een hogere temperatuur worden gebracht, loopt α' gedurende enige dagen geleidelijk op. Brengt men daarna de transistors weer op kamertemperatuur, dan neemt α' weer geleidelijk af, eerst snel en daarna langzaam (*fig. 17*). Het kan wel een maand duren voordat de oorspronkelijke waarde is bereikt. Bij formering met silikoonvet-boorzuur treedt dit ligeffect niet op. Het effect hangt samen met de aanwezigheid van sporen water in de transistorballon. Rigoureus drogen na het formeren blijkt namelijk te leiden tot transistors met grote en stabiele α' zonder ligeffect. Een eenvoudiger manier om het ligeffect kwijt te raken is zowel boorzuur als arseen met het silikoonvet te mengen. Dit is het procédé waarmee wij tot nu toe de gunstigste resultaten hebben bereikt. Na formering bezitten de transistors de combinatie van voordelen van de formering met boorzuur en de formering met arseen, nl. geen ligeffect, een grote en zeer constante waarde van α' en bestandheid tegen hoge temperatuur.

Samenvatting. Veranderingen in de toestand van het oppervlak van germaniumtransistors hebben grote invloed op hun eigenschappen, o.a. op de stroomversterkingsfactor. De bezetting van het oppervlak met watermoleculen blijkt uiterst belangrijk te zijn: er schijnt een zekere gunstigste bezetting te bestaan. Om onder de omstandigheden waarbij transistors worden gebruikt steeds een gunstige waterbezetting te handhaven, kan men in de transistorballon een stof — een buffer — opnemen, die als functie van de temperatuur de juiste dampdruk levert. Op deze wijze kan men inderdaad transistors maken met goede en redelijk stabiele eigenschappen. Betere resultaten verkrijgt men echter door een buffer te kiezen die een te geringe waterdampdruk levert. Na een verhitting gedurende enige dagen blijkt dan de transistor zeer gunstige en stabiele eigenschappen te hebben gekregen. Er treedt blijkbaar een „formering" van het oppervlak op. Er zijn andere stoffen die een soortgelijke invloed hebben als water. Resultaten verkregen met één dezer stoffen (arseen) worden kort besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

FM-ONTVANGST MET RELATIEF STERKE STORINGEN

door J. van SLOOTEN. 621.396.621:621.376.3:621.391.82

De verschijnselen die zich voordoen bij de ontvangst van in frequentie gemoduleerde signalen met relatief sterke storingen, kunnen exact worden behandeld. Men stuit daarbij echter op wiskundige moeilijkheden, die weliswaar niet onoverkomelijk zijn, doch maken dat de theorie weinig tot een inzicht in de verschijnselen bijdraagt. In het onderstaande artikel wordt voor de behandeling van het probleem gebruik gemaakt van eenvoudige betrekkingen, die, hoewel niet nieuw, slechts zelden worden toegepast. Het resultaat is een betrekkelijk eenvoudige formule, die de waargenomen verschijnselen op bevredigende wijze beschrijft.

De laatste tien jaar is het gebruik van frequentiemodulatie (FM) sterk toegenomen. In de meeste landen is een net van FM-omroepzenders tot stand gekomen, dat nog voortdurend wordt uitgebreid. Ook maakt men in vele landen gebruik van FM voor het overbrengen van het geluid bij de televisie. Een derde belangrijke toepassing ligt bij het overbrengen van een groot aantal telefoongesprekken door middel van straalzenders of coaxiale kabels.

Voor FM is een grotere breedte van het spectrum der radiofrequenties nodig dan voor amplitudemodulatie (AM). De genoemde toepassingen van FM hebben gemeen dat het vereiste van een grotere bandbreedte geen overwegend bezwaar is en dat men bovendien bij de ontvangst in de regel een gunstige verhouding van het signaal tot de aanwezige storingen heeft. Het typerende voordeel van FM, namelijk dat men van deze storingen nagenoeg geen hinder ondervindt, wordt, dank zij de grote bandbreedte, in de zoëven genoemde gevallen volledig verkregen.

Er zijn echter ook gevallen waarin een grote bandbreedte wèl een overwegend bezwaar vormt en waar aan de ontvangzijde de storingen veelal relatief sterk zullen zijn. Men denke b.v. aan mobilofoonverbindingen: het toenemend aantal mobifoonzenders maakt het wenselijk, de bandbreedte en het zendervermogen zo veel mogelijk te beperken. In zulke gevallen heeft FM een ernstige concurrent in AM, vooral in AM waarvan slechts één zijband wordt uitgezonden.

Nadat Armstrong in 1936 zijn methode voor FM had gepubliceerd [1]), was men aanvankelijk in onzekerheid over de mate waarin verbetering van de storingsvrijheid ten opzichte van AM kon worden verkregen. De eerste theoretische beschouwingen leverden wel exacte resultaten, maar waren nog te gecompliceerd om de bestaande vooroordelen te overwinnen. Op den duur is men erin geslaagd deze beschouwingen te vervangen door eenvoudiger theorieën, die dezelfde resultaten gaven [2]). Al deze beschouwingen hebben evenwel het bezwaar dat ze slechts gelden wanneer de storingen relatief vrij zwak zijn. In het interessante overgangsgebied met relatief sterke storingen, waar het twijfelachtig wordt of FM nog in het voordeel ten opzichte van AM is, leveren ze een voor FM te gunstig resultaat, dat door de metingen wordt gelogenstraft. Later zijn ook voor dit gebied exacte theorieën ontwikkeld [3])[4]), die echter door hun mathematische gecompliceerdheid weinig bijdroegen tot een duidelijk inzicht in de verschijnselen. Een poging om exacte resultaten te verkrijgen langs een aanschouwelijker weg [5]), is niet geheel geslaagd.

In het onderstaande wordt het geval van sterke storing onderzocht op een aanschouwelijke wijze, die, zonder geheel exact te willen zijn, tot een kwalitatief en kwantitatief bevredigend beeld van de verschijnselen leidt. De methode is zo algemeen dat het resultaat niet alleen van toepassing is op een eenvoudige *LC*-kring (waartoe we ons hier zullen beperken), maar eveneens op gecompliceerder netwerken, al dient daarbij dan een numerieke correctiefactor in rekening te worden gebracht. In combinatie met de bekende elementaire theorie voor zwakke storing [2]) krijgt men langs deze weg een algemene formule die voor zwakke en voor sterke storingen zowel met bekende meetresultaten als met de exacte berekeningen bevredigend overeenstemt.

Ten aanzien van twee artikelen van Weijers over FM die geruime tijd geleden in dit tijdschrift

[1]) E. H. Armstrong, A method of reducing disturbances in radiosignalling by a system of frequency modulation, Proc. Inst. Radio Engrs. **24**, 689-740, 1936.

[2]) Th. J. Weijers, Vergelijking van frequentiemodulatie met amplitudemodulatie, Philips techn. T. **8**, 89-96, 1946.

[3]) F. L. H. M. Stumpers, Theory of frequency modulation noise, Proc. Inst. Radio Engrs. **36**, 1081-1092, 1948.

[4]) D. Middleton, On theoretical signal-to-noise ratios in f-m receivers, J. appl. Phys. **20**, 334-351, 1949.

[5]) J. Cohn, A new approach to FM threshold reception, Proc. Nat. Electronic Conf. **XII**, 211-236, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn verschenen [2)6)], zullen wij in het onderstaande wel eens in herhaling moeten vervallen. Dit moge echter aan de leesbaarheid van de volgende beschouwingen ten goede komen.

De som van twee in frequentie gemoduleerde trillingen

Een in frequentie gemoduleerde trilling v kan als functie van de tijd t worden voorgesteld door de volgende uitdrukking:

$$v = V \cos(\omega_0 t + m \sin qt). \quad . \; . \; . \quad (1)$$

Hierin is V de amplitude, ω_0 de gemiddelde hoekfrequentie van v, en q de hoekfrequentie waarmee de faze of de frequentie wordt gemoduleerd (in het volgende zal gemakshalve van frequentie worden gesproken wanneer hoekfrequentie wordt bedoeld); m ten slotte is de maximale faze-uitwijking (in radialen) ten opzichte van het ongemoduleerde signaal. De grootheid m wordt gewoonlijk de modulatie-index genoemd.

Als de momentele frequentie ω definieert men de afgeleide van het argument der cosinusfunctie in (1) naar de tijd:

$$\omega = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\omega_0 t + m \sin qt) = \omega_0 + mq \cos qt. \quad (2)$$

De maximale frequentie-uitwijking — ook frequentiezwaai genoemd — is derhalve:

$$\Delta\omega = \omega_{\max} - \omega_0 = mq. \quad . \; . \; . \quad (3)$$

Van deze relatie — frequentiezwaai gelijk aan het produkt van modulatie-index en modulatiefrequentie — zal in het onderstaande herhaaldelijk gebruik gemaakt worden.

Ter inleiding tot de algemene storingstheorie beschouwen we nu het geval dat een in frequentie gemoduleerd signaal (1) wordt gestoord door een zwakker signaal met constante amplitude $V_s < V$. Van dit storende signaal kan worden aangenomen dat de frequentie eveneens varieert, maar binnen de frequentieband blijft waarop de ontvanger is ingesteld voor de beste ontvangst van het gewenste signaal.

In *fig. 1* stelt de vector **V** (met modulus V) het gewenste signaal voor. Men denke zich deze vector roterend met de door (2) gegeven variërende hoeksnelheid ω. Het storende signaal is voorgesteld door een tweede vector, $\mathbf{V}_s$ (met modulus V_s), die ten opzichte van **V** roteert met een hoeksnelheid gelijk aan het momentele frequentieverschil $\omega_s - \omega$ tussen de twee signalen. Uit de figuur is gemakkelijk te zien dat de grootste fazeafwijking α_s die de som van de twee signalen ten opzichte van het ongestoorde signaal zal vertonen, kleiner blijft dan $\frac{1}{2}\pi$, of $\frac{1}{4}$ periode, want $\sin \alpha_s = V_s/V < 1$. Hoe groter men de faze-uitwijking maakt die door de modulatie wordt veroorzaakt — en deze uitwijking is m —,

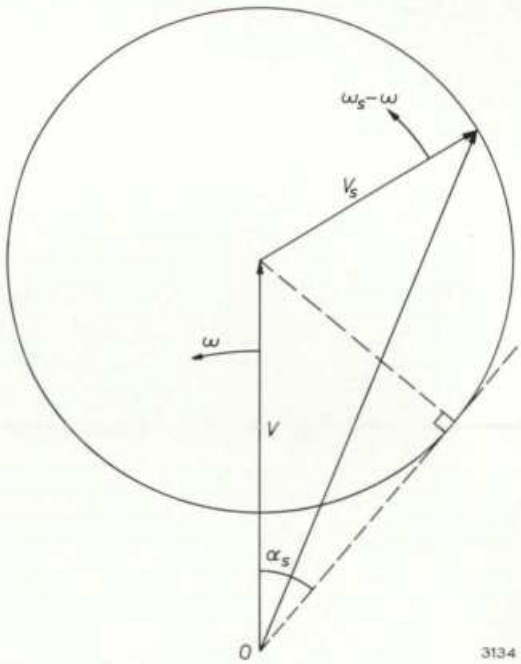


Fig. 1. De vector **V**, roterend om O met de variërende hoeksnelheid ω, stelt een in frequentie gemoduleerd signaal voor dat men wenst te ontvangen, de vector $\mathbf{V}_s$ een in frequentie gemoduleerd signaal dat stoort ($V_s < V$). De som van **V** en $\mathbf{V}_s$ vertoont ten opzichte van **V** een maximale faze-uitwijking α_s die kleiner blijft dan $\frac{1}{4}$ periode ($\frac{1}{2}\pi$).

van des te minder betekenis wordt de faze-uitwijking die aan de storing is toe te schrijven, en des te minder last zal men dus van de storing ondervinden. Op deze eenvoudige wijze ziet men direct in dat men bij FM de hinder van storingen kan verminderen door de frequentiezwaai op te voeren. Men kiest de frequentiezwaai bij de hoogste modulatiefrequentie q_a dan ook vele malen groter dan q_a.

Uit (3) is gemakkelijk te zien dat bij gegeven zwaai $\Delta\omega$ de storing het minst zal zijn voor de laagste modulatiefrequenties, waarbij m immers het grootst is. Hieruit volgt dat de stoorspanning in het na detectie verkregen signaal evenredig met de audiofrequentie zal toenemen. Dit verschijnsel staat bekend als het „driehoekige storingsspectrum" van het gedetecteerde signaal (of, indien men het vermogen beschouwt, dat evenredig met het kwadraat van de stoorspanning is, het „parabolische" spectrum).

[6)] Th. J. Weijers, Frequentiemodulatie, Philips techn. T. 8, 42-50, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

FM vergeleken met AM met één zijband, bij zwakke storing

Met $(\Delta\omega)_{max}$ duiden we, bij FM, de maximale frequentiezwaai aan waarmee wordt gewerkt. De breedte van het radiospectrum bedraagt dan ten naaste bij $2(\Delta\omega)_{max}$ bij FM [6]), en q_a bij AM met één zijband. De verhouding van deze twee bandbreedten noemen we k:

$$k = \frac{2(\Delta\omega)_{max}}{q_a}.$$

Om deze twee systemen gemakkelijk met elkaar te kunnen vergelijken wat betreft de storingsvrijheid, stellen we verder:

$$y^2 = \frac{\text{signaalvermogen}}{\text{gemidd. storingsvermogen binnen de freq. band } q_a}, \quad (4)$$

beide vermogens genomen aan de ingang van de ontvanger. Aldaar is dan de verhouding van het signaalvermogen tot het totale storingsvermogen gelijk aan y^2/k. De grootheid y zullen we aanduiden als de „genormaliseerde signaal-ruisverhouding" aan de ingang.

Van de vermogensverhouding y^2 aan de ingang van de ontvanger moeten we nu komen tot de vermogensverhouding $(S/N)^2$ aan de uitgang van de detector, alwaar we de signaalspanning S en de ruisspanning N noemen. Voor het geval van FM met zwakke storing vindt men $(S/N)^2$ met behulp van een eenvoudige integratie over het driehoekige storingsspectrum [2]):

$$\text{FM met zwakke storing:} \quad (S/N)^2 = \tfrac{3}{8} k^2 y^2. \quad (5)$$

Daar bij AM de signaal-ruisverhouding na detectie gelijk is aan die vóór detectie, geldt daar, zowel bij sterke als bij zwakke storing:

$$\text{AM met één zijband:} \quad . \; . \; . \; (S/N)^2 = y^2. \quad (6)$$

De winst van FM ten opzichte van AM met één zijband wordt bij zwakke storing dus gegeven door de factor $\frac{3}{8} k^2$. Men zou geneigd zijn hieruit te concluderen dat k — dus de breedte van het FM-spectrum — zo groot mogelijk moet worden gemaakt. Het zal echter blijken dat deze conclusie onjuist is wanneer de storing nu en dan sterker dan het signaal is.

FM bij sterke storing

De toestand wordt geheel anders dan boven beschreven is zodra de storing sterker dan het signaal wordt ($V_s > V$). De som van de vectoren $\mathbf{V}$ en $\mathbf{V}_s$ (fig. 1) zal dan niet bij benadering de faze van het signaal, maar die van de storing gaan volgen. Wat daarbij van de modulatie van het gewenste signaal overblijft, wordt totaal vervormd en kan mede als storing worden aangemerkt. Men kan dus stellen: *als aan een frequentiedetector twee in frequentie gemoduleerde signalen worden toegevoerd, zal men het sterkste van de twee ontvangen; het zwakste wordt daarbij geheel vervormd en hoorbaar als „geruis"*.

Deze stelling kan proefondervindelijk worden geverifieerd: laat men het zwakke signaal in sterkte toenemen, dan verdringt (en verdrinkt!) het plotseling het andere signaal; in het smalle overgangsgebied verneemt men slechts geruis.

Om te komen tot een formule voor de signaal-ruisverhouding na detectie die voor sterke storing geldt en voor zwakke storing overgaat in verg. (5), moeten we de amplitudestatistiek van de ruis en het frequentiespectrum van de ruis na detectie in de beschouwingen betrekken.

Statistisch gedrag van de amplitude en de faze van een ruisstoring

Om tot een gemakkelijk hanteerbaar model van een ruisstoring te komen, heeft het zin — zowel van wiskundig als van technisch standpunt —, gelijksoortige gebeurtenissen te beschouwen waarvan het over een lange tijd gemiddelde aantal constant blijft, maar die binnen deze tijdsduur zich geheel ongeordend, „toevallig", voordoen. Voorbeelden van zulke reeksen van gebeurtenissen zijn: de aankomst van elektronen op de anode van een verzadigde diode en — wat minder nauwkeurig — de binnenkomst van gesprekken op een telefooncentrale en het zich voordoen van verkeersongevallen. De statistische verdeling van zulke gebeurtenissen binnen tijdsbestekken van relatief korte duur staat bekend als poissonverdeling [7]).

Stoorstroom met poissonverdeling

Stoorimpulsen die op een dergelijke ongeordende wijze binnenkomen, kan men laten werken op b.v. een mechanische slinger of een elektrische *LC*-kring. Dit systeem zal dan een slingerbeweging resp. trilling gaan uitvoeren waarvan de amplitude en de faze voortdurend aan verandering onderhevig zijn. Is het gemiddelde aantal stoorimpulsen binnen de periodeduur van het systeem groot genoeg, dan vindt men een gedrag van de amplitude en de faze dat praktisch alleen afhangt van de bandbreedte (breedte van de resonantiekromme) van het systeem. Op deze wijze wordt het mogelijk de reeks

[7]) J. van Slooten, Oscillations and noise, Philips Res. Repts. **11**, 19-26, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van ongeordende impulsen op te vatten als corresponderend met een spectrum van periodieke storingen waarvan de fazen niet gecorreleerd zijn. Daarbij blijkt dat de storingsenergie gelijkmatig over het spectrum is verdeeld en dat het spectrum, als het gemiddelde aantal impulsen per tijdseenheid groot is, zich tot zeer hoge frequenties uitstrekt. Verschijnselen die zulk een spectrum bezitten, duidt men aan als witte ruis. Het doen werken van de impulsen op het trillende systeem heeft dus hetzelfde resultaat als het uitzeven van een frequentieband uit een zeer breed storingsspectrum. De statistische eigenschappen van de aldus gefilterde ruis zijn van fundamenteel belang als men zich een volledig beeld wil vormen van de mogelijkheden tot vermindering van de storingen bij FM.

We zullen deze statistische eigenschappen afleiden met behulp van een methode die in verband met een andere radiotechnische kwestie al eens in dit tijdschrift is beschreven [8]). Daarbij werd beschouwd het geval van stoorimpulsen die werken op een *LC*-kring met weerstand r in serie met de spoel. De grootte van r bepaalt de bandbreedte van het systeem. De trilling die het systeem onder invloed van de stoorimpulsen gaat uitvoeren, heeft de neiging te volharden in de momentele fazetoestand. Iedere nieuwe impuls echter verandert niet alleen de amplitude van de trilling, maar ook de faze. De fazestoringen sommeren zich als bij de zg. toevalswandeling („random walk", brownbeweging in één dimensie). Het resultaat dat men op deze wijze vindt, is ook geldig voor gecompliceerdere filtersystemen.

Eenvoudiger model van een stoorstroom

We beschouwen nu een reeks van stoorimpulsen met een wat minder algemene verdeling dan die van Poisson, maar toch voldoende onregelmatig om alle eigenschappen van het storingsspectrum ermee te kunnen afleiden. We denken ons namelijk aaneensluitende positieve en negatieve stroomimpulsen, alle met gelijke amplitude I_0 en gelijke tijdsduur, en gesuperponeerd op een gelijkstroom I_0 (*fig. 2*). Het teken (+ of −) van de impulsen is daarbij alsof het door kruis of munt gooien werd vastgesteld, d.w.z. door het toeval bepaald. De stroom is $2I_0$ tijdens de positieve, en nul tijdens de negatieve impulsen. (Men kan uiteraard de aldus gedefinieerde stroom ook opvatten als te bestaan uit impulsen met de amplitude $2I_0$, waarvan het al of niet aanwezig zijn door kruis of munt gooien wordt vastgesteld.)

[8]) J. van Slooten, Het mechanisme van de synchronisatie van *LC*-oscillatoren, Philips techn. T. **14**, 218-224, 1952.

De statistische verdeling van de waarden der over n impulsen gesommeerde afwijking a_n van de stroom ten opzichte van de gelijkstroom I_0 kan gemakkelijk worden gevonden met behulp van de driehoek van Pascal:

$a_n =$	−5	−4	−3	−2	−1	0	+1	+2	+3	+4	+5
$n = 1$					1		1				
2				1		2		1			
3			1		3		3		1		
4		1		4		6		4		1	
5	1		5		10		10		5		1
enz.	.		.		.		.		.		.

In deze „driehoek" is ieder getal gelijk aan de som van de twee naburige getallen die één regel hoger staan. We zien dat na b.v. drie impulsen ($n = 3$) er één kans is op een afwijking +3 (drie opeenvolgende positieve impulsen), drie kansen op een afwijking +1 (twee positieve en één negatieve impuls), eveneens drie kansen op een afwijking −1 (één positieve en twee negatieve impulsen), en weer één kans op een afwijking −3 (drie negatieve impulsen).

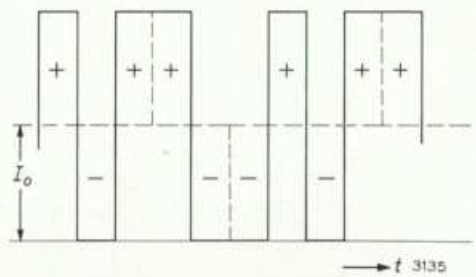


Fig. 2. Storende impulsen, met amplitude $+I_0$ of $-I_0$ en gesuperponeerd op een gelijkstroom I_0. Het teken van iedere impuls (met gelijke waarschijnlijkheid voor + en −) is door het toeval bepaald.

Neemt men na een zeker aantal impulsen n het gemiddelde van het kwadraat van de mogelijke afwijkingen a_n (waarbij meervoudig voorkomende a_n's meervoudig moeten worden geteld), dan geldt de bekende relatie:

$$\overline{a_n^2} = n \,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Na b.v. $n = 5$ impulsen heeft men

2 kansen op een afwijking $a_n = \pm 5$,
10 kansen op een afwijking $a_n = \pm 3$ en
20 kansen op een afwijking $a_n = \pm 1$.

Het gemiddelde van a_n^2 is dus

$$\overline{a_n^2} = \frac{2\times(\pm 5)^2 + 10\times(\pm 3)^2 + 20\times(\pm 1)^2}{2 + 10 + 20} = \frac{160}{32} = 5,$$

dus inderdaad gelijk aan n.

Door volledige inductie kan (7) worden bewezen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het aantal impulsen per tijdseenheid noemen we n_1, en de lading per impuls $\pm\frac{1}{2}e$ (denkt men de gelijkstroom I_0 weg, dan bestaat de stroom uit impulsen met de lading $+e$). Dan is $I_0 = \frac{1}{2}n_1 e$. Na een tijdsverloop T bedraagt het aantal impulsen $n = n_1 T$. Het bedrag i_s dat de over T gemiddelde stroom $\overline{I}$ afwijkt van I_0, is

$$i_s = \overline{I - I_0} = \overline{\Delta I} = a_n\,(\tfrac{1}{2}e)/T. \qquad (8)$$

Deze afwijking kan positief of negatief zijn, al naar gelang a_n positief of negatief is. Over de mogelijke waarden van a_n geeft de driehoek van Pascal de nodige informatie. We vatten nu i_s op als de wisselstroomcomponent in de stoorstroom, waarbij T de betekenis heeft van het kleinste tijdsinterval dat voor de aanstonds volgende berekeningen van belang is. Ten overvloede brengen we nog even in herinnering dat dit kleinste tijdsinterval T ten minste een aantal impulsen van de stoorstroom moet omvatten.

Met behulp van (7) vinden we nu gemakkelijk de „effectieve" of kwadratisch gemiddelde waarde van de door (8) gedefinieerde wisselstroomcomponent i_s in de stoorstroom:

$$\overline{(I-I_0)^2} = \overline{i_s^2} = (e/2T)^2\,\overline{a_n^2} = (e/2T)^2 n_1 T = \frac{I_0 e}{2T}. \qquad (9)$$

Vooral in verband met wat nog zal volgen, merken we op dat (9) het resultaat is van twee maal middelen: de eerste maal over een tijdsinterval T; de tweede maal, na kwadratering van het resultaat, over een groot aantal soortgelijke tijdsintervallen.

Volledigheidshalve dient nog te worden opgemerkt dat, indien men, in plaats van de stroom volgens fig. 2, werkelijk volgens Poisson verdeelde stoorimpulsen (met lading e en gemiddelde stroom I_0) beschouwt, de uitkomst is [7]):

$$\overline{i_s^2} = \frac{I_0 e}{T}.$$

Verder vestigen we er nog de aandacht op dat de door fig. 2 gegeven stoorstroom uiteraard snellere fluctuaties vertoont dan uit (9) of (8) zou kunnen blijken. De met deze snelle fluctuaties corresponderende energie valt echter in een frequentiegebied dat veel hoger ligt dan de frequentieband die door de ontvanger (of door de aanstonds te beschouwen LC-kring) wordt uitgezeefd.

We laten nu de door fig. 2 gegeven stoorstroom werken op een LCr-keten (*fig. 3*). Over de condensator ontstaat dientengevolge een wisselspanning v die in amplitude en in faze fluctueert. De gemiddelde frequentie ω_0 van v is gegeven door $\omega_0^2 LC = 1$.

Statistisch gedrag van de amplitude

De statistische eigenschappen van de fluctuerende amplitude van v kunnen het eenvoudigst worden afgeleid met behulp van een kunstgreep, die afkomstig is van Fresnel [9]). De kunstgreep bestaat hierin dat men de spanning v splitst in een sinus- en een cosinuscomponent:

$$v = a \sin \omega_0 t + b \cos \omega_0 t.$$

Zowel de amplitude- als de fazefluctuaties van v kunnen worden uitgedrukt in de fluctuaties van de amplitudes a en b. Een groot voordeel van deze beschouwingswijze, zoals nog blijken zal, is dat a en b met even grote waarschijnlijkheid positief en negatief kunnen worden.

Werkt nu een stoorimpuls met lading $i_s \Delta t$ op de keten, dan geldt voor de amplitudefluctuatie Δv, wegens de continuïteit van de stroom door L:

$$\Delta v = \frac{i_s \Delta t}{C}. \qquad (10)$$

mits de tijd Δt kort is ten opzichte van de gemiddelde periode $2\pi/\omega_0$, maar langer dan de duur van de elementaire impulsen in fig. 2. Na een eenvoudige berekening, van dezelfde aard als reeds in dit tijdschrift is weergegeven [8]), volgt uit (10):

$$\left.\begin{aligned} \Delta a &= \Delta v \sin \omega_0 t, \\ \Delta b &= \Delta v \cos \omega_0 t, \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

waarin Δa en Δb de fluctuaties van a en b zijn [10]).

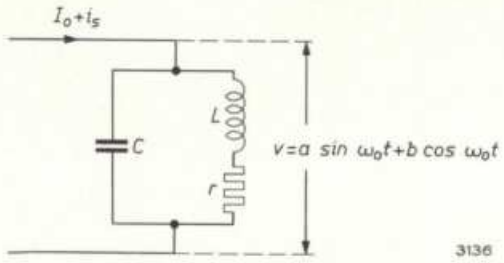


Fig. 3. De stoorstroom volgens fig. 2 werkt op een LCr-kring. De spanning v over de kring heeft de gemiddelde frequentie $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, maar is onderhevig aan amplitude- en fazefluctuaties. Men kan v schrijven als de som van een sinus- en een cosinuscomponent met variërende amplitude a resp. b.

Stellen we nu ter vereenvoudiging van de notatie $I_0 e = A$, zodat (9) overgaat in

$$\overline{i_s^2} = \frac{A}{2T}, \qquad (12)$$

dan kan met gebruikmaking van de relatie $\Delta t = T$

[9]) A. Blanc-Lapierre en R. Fortet, Analyse spectrale de l'énergie dans les phénomènes de fluctuations, Ann. Télécomm. **2**, 222-230, 1947.

[10]) Zonder de berekening uit te voeren, kan men zich van de juistheid van (11) overtuigen door op te merken dat (11) identiek met het vroegere resultaat is op momenten waarop a of b nul is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gemakkelijk uit (9), (10), (11) en (12) worden afgeleid [7]):

$$\overline{(\Delta a)^2} = \overline{(\Delta b)^2} = \frac{A\Delta t}{4C^2} . \quad . . . \quad (13)$$

Onder inachtneming van de demping r/L — die evenredig is met de bandbreedte — kan dit resultaat naar de tijd t worden geïntegreerd. Men vindt zodoende het kwadraat van de middelbare waarden, σ^2 en V_0^2:

$$\left.\begin{aligned} \sigma^2 = \overline{a^2} = \overline{b^2} &= \frac{A}{4C^2}\frac{L}{r}, \\ \overline{V_m{}^2} = V_0{}^2 = \overline{a^2 + b^2} &= \frac{A}{2C^2}\frac{L}{r}. \end{aligned}\right\} \quad . . \quad (14)$$

Hierin is V_0 de middelbare waarde van de spanningsamplitude („momentele topwaarde") V_m van de gefilterde ruis, die in *fig. 4* is geschetst. Daar de

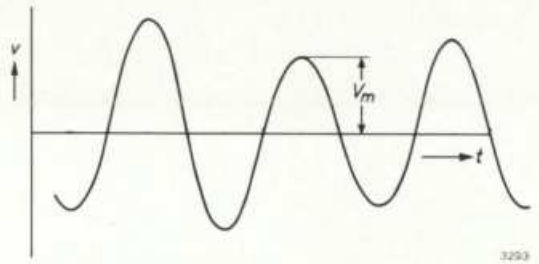


Fig. 4. Ter verduidelijking van wat bedoeld wordt met „momentele topwaarde" V_m van de gefilterde ruis v. De grootheid V_0, die in (14) voorkomt, is de middelbare waarde van V_m.

bandbreedte op een constante numerieke factor na gegeven is door r/L, volgt uit (14) dat V_0 slechts afhangt van de bandbreedte, en niet van de frequentie. Dit laatste komt overeen met de eigenschap van witte ruis dat alle frequenties er even sterk in vertegenwoordigd zijn.

Opdat v iedere faze kan hebben, moeten a en b zowel positief als negatief kunnen worden, met gelijke waarschijnlijkheid. Men kan in verband daarmee aannemen dat de waarden van a en b ter weerszijden van de waarde nul zijn verdeeld volgens een klokvormige kromme van Gauss (*fig. 5a*). In deze figuur is de abscis evenredig met de amplitude a van de sinuscomponent, terwijl de ordinaat evenredig is met de waarschijnlijkheid dP waarmee de bijbehorende amplitude a optreedt. We zien dat de waarschijnlijkste amplitude van a nul is; hetzelfde geldt uiteraard voor de amplitude b van de cosinuscomponent. De evenredigheidsfactoren bij abscis en ordinaat zijn zodanig gekozen dat de totale (geïntegreerde) waarschijnlijkheid P de waarde 1 heeft. In verband daarmee is als abscis genomen de verhouding $x = a/\sigma$ van a tot zijn door (14) gegeven „standaarddeviatie" σ. De ordinaat is dan $dP/dx = \sigma\, dP/da$. De wiskundige uitdrukking voor de in fig. 5*a* gegeven genormeerde kromme van Gauss is:

$$dP = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-a^2}{2\sigma^2}\right) da . \quad . . . \quad (15)$$

Men kan dit zo lezen dat dP de waarschijnlijkheid is dat a ligt tussen a en $a + da$. Een geheel analoge formule geldt voor de amplitude b van de cosinuscomponent. Dat a en b inderdaad het beschreven gedrag zullen vertonen, volgt uit algemene waarschijnlijkheidstheoretische overwegingen; opgemerkt zij in dit verband dat ook de verdeling van a_n volgens de driehoek van Pascal voor grote waarden van n nadert tot een verdeling van Gauss.

De statistische verdeling van de totale amplitude $V_m = \sqrt{a^2 + b^2}$, die steeds positief is, kan nu worden gevonden door in het a-b-vlak poolcoördinaten

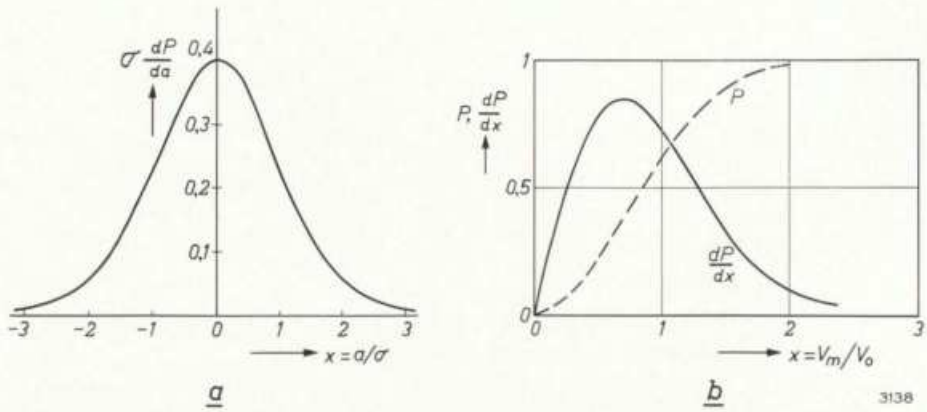


Fig. 5. *a*) Genormeerde kromme van Gauss, volgens welke de variërende amplitudes a en b van de twee componenten der kringspanning v in fig. 3 zijn verdeeld.
b) Getrokken kromme: verdeling van Rayleigh (dP is de kans dat V_m ligt tussen V_m en $V_m + dV_m$). Gestippelde kromme: waarschijnlijkheid P dat V_m/V_0 kleiner is dan x.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in te voeren en vervolgens te integreren [9]). Men vindt dan:

$$dP = \frac{2V_m}{V_0^2} \exp\left(-\frac{V_m^2}{V_0^2}\right) dV_m . \quad . \quad (16)$$

Hier is dP de waarschijnlijkheid dat de (positieve) momentele topwaarde v_m van de spanning v is gelegen tussen V_m en $V_m + dV_m$. Verg. (16) geeft niet een verdeling van Gauss weer, maar een die bekend staat als verdeling van Rayleigh; ze is geschetst in fig. 5*b* (getrokken kromme).

Verg. (16) kan gemakkelijk gevonden worden met behulp van *fig. 6*. De waarschijnlijkheid dat de totale amplitude binnen het elementaire rechthoekje $da\,db$ ligt, is namelijk volgens (15):

$$dP = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-V_m^2}{2\sigma^2}\right) da\,db,$$

waarin $V_m = \varrho = \sqrt{a^2 + b^2}$. Het oppervlakelement $da\,db$ kan direct geïntegreerd worden langs de cirkelomtrek en gaat dan over in $2\pi V_m dV_m$. Mede in verband met (14) komt men dan tot (16).

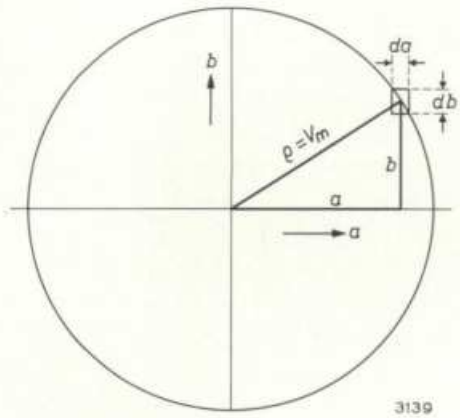


Fig. 6. Ter afleiding van verg. (16).

Door integratie van (16) kan worden bepaald hoe groot de waarschijnlijkheid $P(x)$ is dat V_m/V_0 beneden een gegeven waarde x ligt. Men vindt:

$$P(x) = 1 - e^{-x^2} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Het verloop van $P(x)$ is weergegeven door de gestippelde kromme in fig. 5*b*. De kans dat V_m groter is dan b.v. $2V_0$, is reeds kleiner dan 2%.

Statistisch gedrag van de faze

In het bovenstaande zijn, met een wellicht wat ongebruikelijke methode, een aantal bekende zaken afgeleid. We komen nu tot minder bekende eigenschappen, en wel allereerst tot het gedrag van de *faze* van de uitgezeefde ruis.

Zoals reeds in het in [8]) aangehaalde artikel is aangetoond, vindt men, als een stroomimpuls werkt op een in trilling zijnde *LC*-kring, voor de fazesprong:

$$\Delta\varphi = -\frac{\Delta v}{V_m} \sin\varphi . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Δv kan men zich gegeven denken door (10); φ is de fazehoek die de trilling heeft doorlopen sedert het laatste spanningsmaximum. De successieve fazesprongen zijn positief of negatief en geheel volgens het toeval verdeeld. Men mag dus verwachten dat ze zich zullen sommeren op een wijze die geheel analoog is met wat boven bij de driehoek van Pascal is besproken. Dus reeds op grond van formele overwegingen kan men een relatie van de vorm

$$\overline{(\Delta\varphi)^2} = \frac{r}{L} T_\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

verwachten [7]). Hierin is r/L evenredig met de bandbreedte, en T_φ is het tijdsverschil waarover men zich de fazesprongen gesommeerd denkt. In het algemeen behoort aan het rechterlid van (19) nog een numerieke factor te worden toegevoegd die afhankelijk is van het beschouwde netwerk; voor onze enkelvoudige *LC*-kring is deze factor van de orde van grootte 1.

Verg. (19) kan gemakkelijk worden herleid tot een uitdrukking voor de gemiddelde frequentie-uitwijking $\overline{\Delta\omega} = \overline{\omega - \omega_0}$ over het interval T_φ. Uit de identiteit

$$\Delta\varphi \equiv \overline{\Delta\omega}\, T_\varphi$$

en (19) volgt namelijk direct:

$$\overline{(\Delta\omega)^2} = \frac{r}{L}\frac{1}{T_\varphi} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Belangrijk is dat (20) geheel dezelfde vorm heeft als (9) en (12).

Men denke zich nu een frequentiedetector die „gecentreerd" is op de gemiddelde frequentie ω_0. Wanneer men aan deze detector de gefilterde ruis toevoert, zal hij een spanning geven die evenredig is met de momentele frequentie-uitwijking $\Delta\omega$. Deze snel veranderende $\Delta\omega$ geeft bij middeling over een tijdsinterval T_φ het resultaat (20), dat op soortgelijke wijze met de tijd verandert als (9) en (12). Dit wettigt de conclusie dat $\Delta\omega$ zelf eigenschappen zal hebben overeenkomend met die van onze oorspronkelijke stoorstroom ΔI. Verg. (14) toont aan dat in deze stoorstroom alle frequenties, tot een zekere grens, gelijkelijk aanwezig zijn. Hetzelfde mogen we nu dus van $\Delta\omega$ onderstellen. Praktisch gesproken, betekent dit dat de beschouwde frequentiedetector een spanning zal leveren waarin de energie gelijkelijk zal zijn verdeeld over het ons hier

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

interesserende gebied der mogelijke modulatiefrequenties van een in frequentie gemoduleerd signaal. Een grens wordt gesteld door de genoemde restrictie betreffende T_φ, alsmede door de bandbreedte van de detector. Op grond van (20) mag worden aangenomen dat de gedetecteerde spanning het karakter van witte ruis zal vertonen over een frequentiegebied dat zich uitstrekt van de laagste audiofrequenties tot ten minste $(\Delta\omega)_{max}$.

We willen de verg. (20) en (12) nu nog in een andere vorm brengen, waardoor de gelijkmatige verdeling van het vermogen over het frequentiegebied duidelijker zichtbaar wordt. Daartoe stellen we formeel in plaats van (12) en (8):

$$\overline{(\Delta I)^2} = A\Delta f. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Deze vergelijking drukt uit dat onze oorspronkelijke stoorstroom ΔI een effectieve waarde heeft die evenredig is met de breedte van de uitgezeefde frequentieband Δf, geheel in overeenstemming met (14). Dat (21) inderdaad numeriek equivalent is met (12) en (8), kan worden aangetoond door te doen zien dat de door (21) gegeven stroom de door (14) gegeven fluctuerende spanning over de LC-kring zou veroorzaken. De bijbehorende, elementaire, berekening zullen wij hier niet uitvoeren. Uit deze berekening blijkt tevens welke bandbreedte Δf (in frequentiemaat) door de LC-kring uit het storingsspectrum (21) wordt uitgezeefd; deze bandbreedte is $r/4L$. Laten we dit overeenkomen met $2(\Delta\omega)_{max}/2\pi$, dan volgt daaruit:

$$r/L = 4\Delta f = 4(\Delta\omega)_{max}/\pi.$$

Deze evenredigheid tussen r/L en $(\Delta\omega)_{max}$ zullen wij aanstonds nog gebruiken.

Wegens de equivalentie van (21) en (12), alsmede wegens $i_s = \overline{\Delta I}$, mogen we nu ook (20) vervangen door

$$\overline{(\Delta\omega)^2} = \frac{2r}{L}\Delta f. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Deze vergelijking doet nog eens zien dat de gedetecteerde (audiofrequente) spanning het karakter van witte ruis zal vertonen.

Wij beschikken nu over alle gegevens die nodig zijn om de verschijnselen bij de ontvangst van een sterk gestoord FM-signaal te beschrijven.

Uitbreiding van verg. (5) tot het geval van een relatief hoog storingsniveau

Voor het geval van een storing die voortdurend kleiner is dan het signaal, geldt voor de signaal-ruisverhouding aan de uitgang van de detector de boven gevonden vergelijking:

$$(S/N)^2 = \tfrac{3}{8}k^2y^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Het signaalvermogen S^2 wordt dan gegeven door

$$S^2 = \tfrac{1}{2}D(\Delta\omega)_{max}^2, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

waarin D een evenredigheidsfactor is. Het ruisvermogen N^2 na detectie volgt uit (5) en (23):

$$N^2 = \tfrac{4}{3}D\frac{(\Delta\omega)_{max}^2}{k^2y^2}. \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Wanneer echter de storing slechts gedurende het door (17) gegeven gedeelte van de tijd zwakker dan het signaal is, moet men in het rechterlid van (23) een factor $(1 - e^{-y^2/k})$ toevoegen. Tevens krijgt men bij de ruis te maken met twee termen, N_1^2 en N_2^2. De eerste is de „normale" ruis, gegeven door (24) met in het rechterlid eveneens een factor $(1 - e^{-y^2/k})$. De tweede term, N_2^2, brengt de „anomale" ruis in rekening, die ontstaat wanneer de storing sterker dan het signaal is en men dus de storing zelf detecteert, zoals boven aan de hand van fig. 1 is besproken. Voor deze anomale ruis volgt uit (22), als we in aanmerking nemen dat de gedetecteerde ruis slechts stoort voor zover hij binnen de over te brengen audiofrequentieband q_a ligt, en dat $q_a = 2(\Delta\omega)_{max}/k$ en $r/L = 4(\Delta\omega)_{max}/\pi$:

$$N_2^2 = \frac{8}{\pi^2}D\frac{(\Delta\omega)_{max}^2}{k}e^{-y^2/k}. \quad . \quad . \quad (25)$$

Het totale ruisvermogen N^2 is de som van N_1^2 en N_2^2.

Bij het in rekening brengen van de bovengenoemde factor $(1 - e^{-y^2/k})$ volgt uit (23), (24) en (25) voor de verhouding van het signaal- tot het ruisvermogen aan de uitgang van een FM-detector:

$$(S/N)^2 = \frac{\frac{3}{8}k^2y^2}{1 + \frac{6}{\pi^2}\frac{ky^2}{e^{y^2/k} - 1}}. \quad . \quad . \quad (26)$$

De teller van het rechterlid van (26) is het kwadraat van de signaal-ruisverhouding na detectie voor het geval van zwakke storing (verg. 5). De noemer geeft aan in welke mate deze verhouding wordt aangetast door de omstandigheid dat de storing soms sterker dan het signaal is. Hoe gunstiger de signaal-ruisverhouding aan de ingang van de ontvanger is (hoe groter dus y^2/k ten opzichte van 1 is), des te dichter nadert de noemer tot 1.

In *fig.* 7 is verg. (26) grafisch voorgesteld, met de door (4) gedefinieerde „genormaliseerde" signaal-ruisvermogensverhouding y^2 als abscis en de bandbreedteverhouding k als parameter. De schaal is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

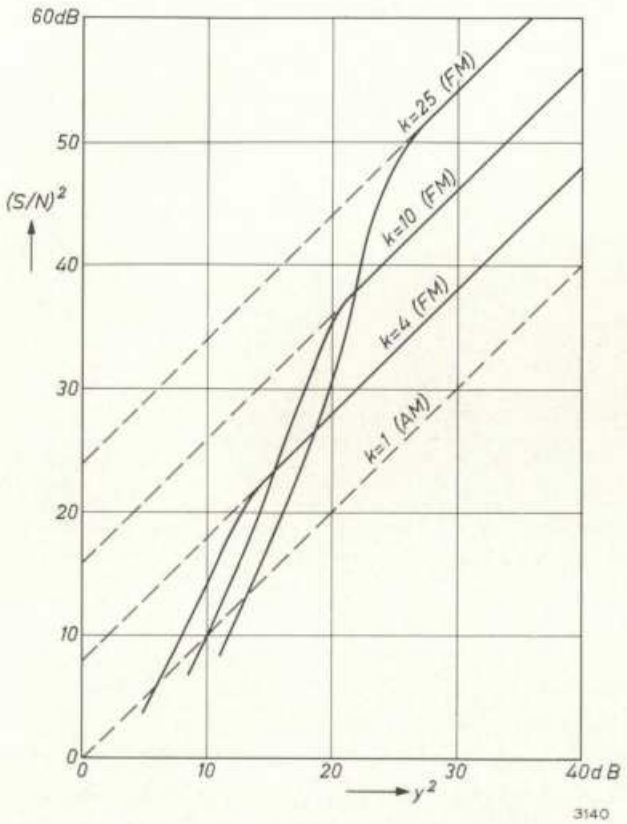


Fig. 7. De ordinaat $(S/N)^2$ is de verhouding van het signaal- tot het ruisvermogen na detectie, de abscis y^2 is de verhouding van het hoogfrequentiesignaalvermogen tot het gemiddelde storingsvermogen binnen de frequentieband q_a, aan de ingang van de ontvanger. De parameter k is de verhouding van de totale hoogfrequentiebandbreedte $2(\Delta\omega)_{max}$ tot q_a; de waarde $k = 1$ geldt voor AM met één zijband, waarden $k > 1$ gelden voor FM. De getrokken krommen brengen verg. (26) in beeld. Bij afnemende y^2 wordt het voordeel van een grote bandbreedte hoe langer hoe kleiner.

zodanig gekozen dat een directe vergelijking met de uitkomst van andere theoretische onderzoekingen mogelijk is [3)][11]). Voor AM met één zijband is $k = 1$ en $S/N = y$ (zie verg. 6); dit geval komt dus overeen met de stippellijn voor $k = 1$. De getrokken krommen geven het verloop volgens (26) voor bandbreedten $2(\Delta\omega)_{max}$ die een factor $k = 4$, 10 en 25 maal zo groot zijn als de audiofrequentieband q_a. Deze krommen naderen voor toenemende y asymptotisch tot de gestippelde rechten, die de voor zwakke storing geldende verg. (5) in beeld brengen.

Uit het verloop van de getrokken krommen ziet men dat naarmate de maximale frequentiezwaai groter wordt gemaakt, bij afnemende verhouding y^2 des te eerder een afwijking van (5) merkbaar wordt. Dit maakt dat opvoeren van de frequentiezwaai — wat gunstig is bij zwakke storing — averechts werkt als de storing *niet* steeds zwakker dan het signaal is. Zo is het geval $k = 25$, vergeleken met $k = 10$, in het voordeel zolang $y^2 > 22$ dB, maar in het nadeel bij $y^2 < 22$ dB.

In de praktijk verlangt men van FM meestal een winst van ten minste 15 tot 20 dB in vergelijking met AM met één zijband. Uit fig. 7 blijkt dat men deze winst verkrijgt met $k \approx 10$, dus met $(\Delta\omega)_{max} \approx 5q_a$, een verhouding die voor omroep- en televisiedoeleinden algemeen als standaard is aanvaard.

In fig. 7 zijn de getrokken krommen aan de linkerzijde afgebroken bij waarden van y^2 die in de buurt van k liggen. Onze formule (26) wijkt namelijk enigszins van de theoretische uitkomsten [3)][4]) af bij waarden y^2/k kleiner dan 1, waarbij de vermogensverhouding van hoogfrequent signaal en ruis dus eveneens kleiner dan 1 wordt. Praktisch is deze afwijking van weinig belang, daar FM bij zulke hoge ruisniveaus geen merkbaar betere ontvangst levert dan AM met één zijband, terwijl de grotere bandbreedte die voor FM nodig is, dan een overwegend bezwaar wordt. In het gebied echter waar het gebruik van FM interessant is, is de in het voorgaande gegeven beschouwingswijze in goede overeenstemming zowel met de genoemde theoretische berekeningen als met vroeger gepubliceerde meetresultaten [12]). Ze geeft derhalve een bevredigend beeld van de verschijnselen.

[11]) F. de Jager, Les limites théoriques de la transmission en cas de niveau de bruit élevé, Onde électr. **74**, 675-682, 1954. Zie ook Philips techn. T. **19**, 67 (fig. 1), 1957.

[12]) M. G. Crosby, Frequency modulation noise characteristics, Proc. Inst. Radio Engrs. **25**, 472-514, 1937.

Samenvatting. Aan de hand van een vectordiagram wordt uiteengezet dat de som van twee in frequentie (of faze) gemoduleerde signalen nagenoeg de faze van het sterkste signaal zal volgen. Dit brengt mede dat bij de ontvangst van een gestoord FM-signaal gedurende de momenten dat de storing sterker is dan het gewenste signaal, nagenoeg uitsluitend de storing zal worden gedetecteerd. Door het in rekening brengen van de dan optredende „anomale" gedetecteerde storing wordt het mogelijk een bekende elementaire formule voor de signaal-ruisverhouding aan te vullen voor het geval van een relatief hoog storingsniveau. Daarvoor is het nodig het statistische gedrag te kennen van zowel de amplitude als de faze van een ruisstoring. Beide statistische gedragingen worden op elementaire wijze afgeleid door uit te gaan van een ietwat vereenvoudigd model van zulk een storing. De daarbij gevolgde methode (reeds eerder in dit tijdschrift beschreven) bestaat in het integreren van de reactie van een in trilling gebracht netwerk op kortstondige stoorimpulsen. Gevonden wordt een formule die de verschijnselen bevredigend beschrijft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2745: N. W. H. Addink: Note on the analysis of small quantities of material by X-ray fluorescence (Rev. univ. Mines **102**, 530-532, 1959, no. 5).

Eén van de punten waaraan in het bijzonder aandacht moet worden geschonken bij de röntgenfluorescentie-analyse, is het zg. interelementeffect: fluorescentiestraling afkomstig van een element *A*, aanwezig in een te analyseren monster, wordt ten dele geabsorbeerd door een eveneens aanwezig element *B*, en wel meer naarmate de concentratie van *B* groter is. In het onderhavige onderzoek wordt experimenteel aangetoond dat bovengenoemd storend verschijnsel kan worden geëlimineerd door: a) het onderzoek te beperken tot verdunde oplossingen, b) dunne lagen van gepoederd materiaal als preparaat te gebruiken (benodigde hoeveelheid minder dan 1 mg). Bij methode (b) bedragen de systematische fouten minder dan 4%.

2746: G. Klein en J. M. den Hertog: A sine-wave generator with periods of hours (Electronic Engng. **31**, 320-325, 1959, no. 376).

Door middel van een zg. „inversefunctie-generator" kan men met grote precisie uit een sinusvormige spanning een driehoeksspanning met dezelfde frequentie verkrijgen. Door toepassing van negatieve terugkoppeling kan ook het omgekeerde worden bereikt. Op deze mogelijkheid is het ontwerp gebaseerd van een sinusgenerator voor ultralage frequenties, nl. tot ca. 10^{-4} Hz, d.w.z. een periode van ca. $3\frac{1}{2}$ uur. De dan optredende vervorming is niet noemenswaardig. Accepteert men enige vervorming, dan kan de periode nog aanzienlijk worden vergroot. Een belangrijke eigenschap van een dergelijke sinusgenerator is dat hij geen inschakelverschijnselen vertoont. Voor de inversefunctie-generator bestaan nog verscheidene andere toepassingsmogelijkheden. Een daarvan is een logaritmische voltmeter met een meetgebied van ca. 10 millivolt tot enige tientallen volts.

2747: C. J. M. Rooymans: A new type of cation-vacancy ordering in the spinel lattice of In_2S_3 (J. inorg. nucl. Chem. **11**, 78-79, 1959, no. 1).

In_2S_3 heeft een kristalstructuur die nauw verwant is aan die van spinel: de formule kan worden weergegeven als $In_{2\frac{2}{3}}\square_{\frac{1}{3}}S_4$, in overeenstemming met de formule voor spinel AB_2O_4 of AB_2S_4. In tegenstelling met γ-Fe_2O_3 zijn hier de kationvacatures op tetraëdrisch omringde posities aanwezig, en wel geordend, waardoor ze aanleiding geven tot een superstructuur.

2748: D. J. Kroon, C. van de Stolpe en J. H. N. van Vucht: Etude de la résonance nucléaire magnétique de l'hydrogène inclus dans l'alliage Th_2Al (Archives des Sciences **12**, fasc. spéc., 156-160, 1959).

Per molecule Th_2Al zijn vier holten in het kristal aanwezig die elk een waterstofatoom kunnen bevatten. Indien slechts de helft van de holten bezet is door waterstof (Th_2AlH_2), vindt bij kamertemperatuur een snelle diffusie plaats van de waterstof door het kristal, resulterend in een scherpe resonantielijn. Beneden 100 °K blijkt deze beweging tot stilstand te komen en wordt een brede resonantielijn waargenomen. Uit het verloop van de lijnbreedte als functie van de temperatuur is afgeleid dat de activeringsenergie van de diffusie 0,22 eV bedraagt. Soortgelijke metingen zijn uitgevoerd aan Th_2AlH_3. Uit de vorm van de resonantielijn is geconcludeerd dat hier een evenwicht tussen „vrije" en „gebonden" waterstof bestaat. Indien de protonen in hun bewegingen gehinderd worden doordat alle holten opgevuld zijn (Th_2AlH_4 en $Th_2AlH_2D_2$), blijkt ook bij kamertemperatuur de lijn breed te zijn. Zie ook Philips techn. T. **21**, 290, 1959, no. 10.

2749: J. S. van Wieringen en A. Kats: Paramagnetic resonance of hydrogen in fused silica (Archives des Sciences **12**, fasc. spéc., 203-204, 1959).

Eén van de hulpmiddelen bij het onderzoek van details in de structuur van glas is dat men de invloed bestudeert van bestraling met röntgenstralen op het optische absorptiespectrum en de paramagnetische resonantie. De auteurs hebben de invloed van röntgenbestraling op gezuiverd kwartsglas, dat slechts water als onzuiverheid bevatte, bestudeerd. Vond de bestraling plaats bij kamertemperatuur, dan vertoonde het optische absorptiespectrum voor en na de bestraling geen verschil, terwijl in geen van beide gevallen paramagnetische resonantie optrad. Vond de bestraling daarentegen plaats bij de temperatuur van vloeibare stikstof, dan traden in het ultraviolet twee nieuwe absorptiebanden op, terwijl tevens een paramagnetisch resonantiespectrum optrad, dat met het watergehalte in intensiteit toenam. De metingen van de paramagnetische resonantie doen vermoeden dat de kleurcentra die voor de genoemde verschijnselen verantwoordelijk zijn, worden gevormd door waterstofatomen. De verschijnselen verdwijnen binnen enkele minuten als de temperatuur 10 tot 20 °C boven die van vloeibare stikstof wordt opgevoerd.

2750: J. Davidse en B. T. J. Holman: A suppression filter with variable bandwidth (T. Ned. Radiogenootschap **24**, 199-209, 1959, no. 4).

Ontwerp van een onderdrukkingsfilter met variabele bandbreedte. Uitgegaan werd van een zg. overbrugd T-filter. Dit werkt echter slechts goed als het met een zuivere weerstand wordt belast. Omdat een capaciteitsloze belasting die uitsluitend bestaat uit passieve elementen in de praktijk niet mogelijk is, werd het filter uitgebreid met een actief netwerk tussen de uitgangsklemmen. Bij analysering van het aldus verkregen filter blijkt dat door toepassing van tegenkoppeling in het toegevoegde netwerk, de capacitieve component van de belasting geneutraliseerd kan worden. Dit netwerk levert dan tevens een negatieve weerstand, en dit blijkt de mogelijkheid te verschaffen de bandbreedte van het filter op eenvoudige wijze te regelen en deze breedte zelfs beneden de met het overbrugde T-filter alléén bereikbare waarde te brengen. De sprongkarakteristiek en het doorschot (Engels: overshoot) van filters van dit type worden berekend. De praktische uitvoering wordt kort besproken.

Verschenen zijn:

D. J. W. Sjobbema: Schakelen met transistors (Philips' Technische Bibliotheek, populaire reeks, 1960, VIII + 128 blz., 119 figuren).

Dit boek is bedoeld om technici en studerenden enigszins vertrouwd te maken met de specifieke eigenschappen van de transistor en zijn toepassing in de schakeltechniek. De behandeling is gericht op de praktijk: de lezer zal dus wel montagetips enz. aantreffen, maar geen uitvoerige wiskundige verhandelingen. De hoofdstukken zijn getiteld als volgt: I. Inleiding, II. Fysische grondslagen, III. Eigenschappen van transistors, IV. Temperatuursinvloeden op het gedrag van de transistor, V. Schakeltechniek, VI. Enkele praktische hints voor montage en reparatie. VII. Metingen, VIII. Voorbeelden van schakelingen.

R. Kretzmann: De elektronentechniek in de industrie (Philips' Technische Bibliotheek, tweede uitgebreide uitgave, 1960, XII + 327 blz., 338 illustraties).

Van de twee boeken over de toepassing van elektronenbuizen in de industrie die van de hand van R. Kretzmann in Philips' Technische Bibliotheek zijn verschenen onder de titels „De elektronentechniek in de industrie" [1]) en „Elektronische schakelingen in de industrie" [2]), is thans het eerstgenoemde boek in tweede druk verschenen. De nieuwe druk is uitgebreid met een hoofdstuk waarin de werking en de elementaire schakeltechniek van transistors, benevens enige praktische schakelingen met transistors, beknopt worden besproken.

[1]) Besproken in Philips techn. T. **16**, 382, 1954.
[2]) Aangekondigd in Philips techn. T. **20**, 208, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!